This material is restricted in use and cannot be quoted by title or abstract for propaganda purposes or in the popular press. Quotation of titles and abstracts in publications of purely technical or scientific nature is not prohibited.

Oberlin College Library
FEB 15 1944

Physikalische Zeitschrift

begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**
vereinigt mit dem
Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik
begründet von **Johannes Stark**
herausgegeben von Professor Dr. Dr. h. c. **P. Debye**
unter Mitwirkung der
Physikalisch-Technischen Reichsanstalt
Schriftleitung: **Dr. Ludwig Bewilogua**, Berlin-Dahlem

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für RM 16.50 postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis RM 16.80 vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland RM 13.20, im Ausland RM 13.80. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen und Beilagen werden nach Tarif berechnet.
Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin-Dahlem, Boltzmannstraße 20, Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik, zu senden. — Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

Nr. 9/10 | Ausgegeben im Juni 1943 Nr. 1117/18. Printed in Germany | 44. Jahrgang

INHALT:

Berichte:
S. Flügge und J. Mattauch, Isotopenbericht 1942. S. 181–201.

Abhandlungen:
H. Boersch, Fresnelsche Beugung im Elektronenmikroskop. Mit Tafel VI–IX. S. 202–211.
J. Stark, Grundsätzliches über den supraleitenden Zustand. S. 211–212.
J. Stark, Atomstrukturelle Bedeutung der Polarisation in Spektralserien. S. 213–214.
J. Stark, Die Axialität der Atomstruktur in der polarisierten Fluoreszenz von Kristallen. S. 215–216.
A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\,40^{min}$ für März und April 1943. S. 217.

Zuschriften:
W. Schwarzacher, Ein neues Verfahren zur Messung der Schwankungen von Flüssigkeitsspiegeln. S. 216.

Besprechungen:
Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie. Syst.-Nr. 68, 9 u. 22. S. 218.
A. E. H. Meyer und E. O. Seitz, Ultraviolette Strahlen. S. 218.
H. Rothe und W. Kleen, Elektronenröhren als Schwingungserzeuger und Gleichrichter. S. 219.
J. Schintlmeister, Die Elektronenröhre als physikalisches Meßgerät. S. 219.

Nachrichten: S. 220.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Reproduced and Distributed in the Public Interest by
THE ALIEN PROPERTY CUSTODIAN

Lithoprinted by EDWARDS BROTHERS, INC., ANN ARBOR, MICHIGAN, U.S.A.

This material is restricted in use and cannot be quoted by title or abstract for propaganda purposes or in the popular press. Quotation of titles and abstracts in publications of purely technical or scientific nature is not prohibited.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 9/10 — 1. Juni 1943 — Redaktionsschluß für Nr. 11 am 1. Juni 1943 — 44. Jahrgang

INHALT:

Berichte:

S. Flügge und J. Mattauch, Isotopenbericht 1942. S. 181.

Abhandlungen:

H. Boersch, Fresnelsche Beugung im Elektronenmikroskop. Mit Tafel VI—IX. S. 202.

J. Stark, Grundsätzliches über den supraleitenden Zustand. S. 211.

J. Stark, Atomstrukturelle Bedeutung der Polarisation in Spektralserien. S. 213.

J. Stark, Die Axialität der Atomstruktur in der polarisierten Fluoreszenz von Kristallen. S. 215.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\,40^{min}$ für März und April 1943. S. 217.

Zuschriften:

W. Schwarzacher. Ein neues Verfahren zur Messung der Schwankungen von Flüssigkeitsspiegeln. S. 216.

Besprechungen. S. 218.

Nachrichten. S. 220.

BERICHTE

Isotopenbericht 1942

Von S. Flügge und J. Mattauch

Wenn auch die Zahl der Veröffentlichungen im Jahre 1942 nicht allzu groß ist, so ist doch nunmehr eine Klarstellung mancher Fragen möglich geworden, besonders eine Einordnung der massenspektrographischen Dubletts der japanischen Arbeitsgruppe, die in den Berichten (11, 12) der Jahre 1940 und 1941 diskutiert wurden, ohne zu einer Entscheidung gelangen zu können. Damit hat sich die Möglichkeit eröffnet, eine ganze Reihe Massen neu zu berechnen, wobei sich zum Teil Zahlenwerte ergeben, die von denjenigen der letzten Jahre merklich abweichen. Da die Packungsanteile schwerer Kerne zum großen Teil an diese veränderten Massenwerte angeschlossen werden müssen, standen wir auch hier vor der Notwendigkeit einer Neuberechnung. Es schien uns daher geboten, in diesem Jahre wieder einen ausführlichen Bericht vorzulegen. Um ihn nicht unnötig anschwellen zu lassen, belegen wir die neuen Zahlen nicht vollständig mit Literatur, sondern geben Quellenhinweise im allgemeinen nur dort, wo Arbeiten benutzt werden, die in unserem kürzlich erschienenen Buch „Kernphysikalische Tabellen" (26) noch nicht benutzt und zitiert worden sind.

I. Atommassen aus massenspektrographischen und kernphysikalischen Ergebnissen

a) Leichteste Kerne bis $A = 20$

Im Bereich der leichtesten Kerne unterhalb ^{20}Ne liegen Neubestimmungen der massenspektrographischen Dubletts $CH_2 - {}^{14}N$ und $CH_4 - {}^{16}O$ durch Jordan (19) vor. In der Übersicht auf S. 184 sind zum Vergleich die von uns früher benutzten Daten von J. Mattauch und A. Bönisch beigefügt, die noch einer geringfügigen Korrektur durch A. Bönisch (3) unterworfen wurden. Alle diese Angaben weichen nur in so geringem Maße und innerhalb der Fehlergrenzen voneinander und von den bisherigen ab, daß eine Neuberechnung der darauf aufgebauten Massen unterhalb Neon nicht vorgenommen wurde.

Nur einige wenige Änderungen in diesem Bereich sind eingeführt. Bei den Kernen der Massenzahl 5, die ihrer Instabilität wegen experimentell sehr schwer zu fassen sind, konnten Angaben auf Grund von Resonanzerscheinungen bei Streuversuchen gemacht werden. Werden Neutronen an Helium gestreut, so hat der Streuquerschnitt ein ausgeprägtes Maximum für eine Neutronenenergie von 1 MeV (34, 18). Solche Resonanzen treten immer auf, wenn der Vereinigungskern, in diesem Falle also ^5He, unter gleichzeitiger Wahrung von Energie- und Impulssatz gebildet werden kann, was ja nicht für beliebige Energien möglich ist. Aus dieser Bedingung folgt für ^5He $(M - A) \cdot 10^4 = 137$. Die Unsicherheit dieses Wertes ist im wesentlichen durch die Breite der Resonanzstelle bedingt. Hierüber herrscht noch keine Einigkeit unter den Autoren; es wird sogar behauptet, daß zwei Resonanzstellen im Abstande von 0,4 MeV vorliegen (35). Die Fehlergrenzen müssen daher mit mindestens $\pm$ 0,5 MeV angesetzt werden, d. h. $(M - A) \cdot 10^4 = 137 \pm 5$. Für diese Zahl hatten

Reproduced and Distributed in the Public Interest by THE ALIEN PROPERTY CUSTODIAN

wir früher den Wert 154,28 angegeben auf Grund unserer Auswertung der von Williams, Shepherd und Haxby (41) beobachteten Reaktion $^{7}Li\ (d, \alpha)\ ^{5}He$. Herr Volz hat uns darauf hingewiesen, daß bei dieser Reaktion die entstehenden Teilchen wohl unter rechtem Winkel beobachtet wurden, was die Verfasser in ihrer kurzen Veröffentlichung erwähnt haben und von uns beim Studium der endgültigen Arbeit übersehen wurde. Daher ist die von uns eingeführte Impulskorrektur unzutreffend, und es ergibt sich der Wert 142,5, der innerhalb der Fehlergrenzen leidlich mit dem Wert aus den Streuversuchen übereinstimmt.

Neue Streuversuche mit Protonen an Helium haben Heydenburg und Ramsey (16) durchgeführt und eine breite Resonanz für die Protonenenergie $2{,}0 \pm 0{,}5$) MeV bei einem Streuwinkel von 140° gefunden, während sich allerdings bei 76° Ablenkung keine Andeutung einer Resonanz zeigt. Rechnet man hieraus die Masse des Vereinigungskernes ^{5}Li aus, so erhält man $(M - A) \cdot 10^{4} = 137 \pm 5$. Beide Streuwerte erschienen uns aber zu unsicher, so daß wir sie nicht in die Tabelle aufgenommen haben.

In dem Gebiet unterhalb Neon wurden erneut gemessen von Humphreys und Watson (17) die Energietönungen der Reaktionen $^{12}C\ (d, p)\ ^{13}C$ und $^{13}C\ (d, p)\ ^{14}C$, für die sich aus unseren Massenwerten 2,71 MeV und 5;97 MeV ergeben, während $(2{,}38 \pm 0{,}15)$ MeV und $(5{,}82 \pm 0{,}17)$ MeV angegeben werden. Ferner gibt Meerhaut (27) für die Reaktion $^{10}B\ (\alpha, p)\ ^{13}C$ eine Energietönung von 3,85 MeV mit einiger Unsicherheit, während wir 4,04 MeV berechnen würden. Krishnan (21) gibt die maximale Energie des β^{+}-Spektrums von ^{18}F mit $(0{,}72 \pm 0{,}02)$ MeV an, während unsere Massen einem Wert von 0,70 MeV entsprechen. In allen diesen Fällen wurde keine Änderung der Tabellenwerte vorgenommen. Berücksichtigt wurden dagegen zwei neue Reaktionen von Scherrer, Huber und Rossel (33), nämlich $^{19}F\ (n, p)\ ^{19}O$ und $^{19}F\ (n, \alpha)\ ^{16}N$. Die erste liefert die neu aufgenommene Masse von ^{19}O. Die zweite ergibt eine geänderte ^{16}N-Masse, die zu einer Energiedifferenz von 8,26 MeV beim Übergang $^{16}N - ^{16}O$ führt. Da die gemessene obere Grenze des β-Spektrums von ^{16}N bei 6,0 MeV liegt, sollte man also erwarten, daß beim β-Zerfall ein mit 2,26 MeV angeregter ^{16}O-Kern entsteht, der sich durch Emission eines γ-Strahls verrät. Hierüber ist bisher nichts bekannt.

b) Leichte Kerne von $A = 20$ bis $A = 40$

Wesentliche Änderungen sind in dem Massenbereich oberhalb Natrium vorgenommen, wobei gleichzeitig eine erhebliche Klärung der Lage eingetreten ist. Der Widerspruch zwischen den massenspektrographischen Messungen der japanischen Forscher (29, 30) und älteren Messungen im Gebiet um $A = 30$ herum brachte einige Unsicherheit, die jetzt als überwunden gelten kann. Da die japanischen Forscher im Berichtsjahr das Dublett $^{16}O_2 - ^{32}S$ neu gemessen haben (31), läßt sich eine zweite unabhängige Bestimmung der Massendifferenz von ^{32}S und ^{35}Cl durchführen, in welche nur die von ihnen gemessenen Dubletts $^{16}O_2 - ^{32}S$ und $^{12}C_3 - ^{1}H\ ^{35}Cl$ eingehen. Diese Differenz stimmt überein mit der aus der Kernreaktion $^{32}S\ (\alpha, p)\ ^{35}Cl$ erhaltenen Differenz (15, 32), die bisher allein zugrunde gelegt werden konnte. Diese Reaktion führt also tatsächlich zum Grundzustand von ^{35}Cl.

Die neu erhaltene Masse von ^{32}S steht in Widerspruch außer zu Astons Messung des Dubletts $^{16}O_2 - ^{32}S$ auch zu den früher von uns berechneten Massen unterhalb von ^{32}S. Bei dieser früheren Berechnung wurde so vorgegangen, daß von ^{20}Ne an aufwärts die Massen in folgender Reihenfolge abgeleitet wurden, wobei jede an die vorhergehende durch eine Kernreaktion angeschlossen war:

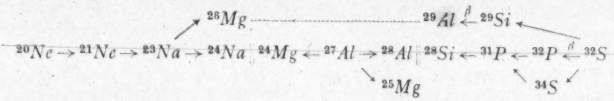
$$^{20}Ne \rightarrow {}^{21}Ne \rightarrow {}^{23}Na \rightarrow {}^{24}Na \xrightarrow{\beta} {}^{24}Mg \rightarrow {}^{27}Al \rightarrow {}^{28}Al \xrightarrow{\beta} {}^{28}Si \rightarrow {}^{31}P \rightarrow {}^{32}P \xrightarrow{\beta} {}^{32}S\,.$$

$$^{25}Mg \qquad\qquad ^{34}S$$

Hierbei wurde an den drei markierten Stellen ein β-Zerfall benutzt. Während der β-Zerfall $^{32}P - ^{32}S$ aber gut bekannt ist, weiß man weder bei $^{24}Na - ^{24}Mg$ noch bei $^{28}Al - ^{28}Si$ bisher mit Sicherheit, ob und wie in den beiden Fällen die beobachtete γ-Strahlung in die Energiedifferenz eingeht. Bei ^{24}Na wurde bisher nach dem Vorgehen von Livingston und Bethe (23) ein γ-Quant von 3,0 MeV zur β-Energie hinzugerechnet; bei ^{28}Al nach denselben Verfassern die γ-Strahlung unberücksichtigt gelassen.

Es lag die Vermutung nahe, daß diese Behandlung der β-Differenzen unrichtig und dadurch eine Diskrepanz der neuen Werte der japanischen Forscher zu unseren alten hervorgerufen sei. Dieser Verdacht wurde noch dadurch verstärkt, daß auch sonst die Messungen der Japaner in sich gut übereinstimmen. Wir nahmen daher versuchsweise deren Wert für $^{16}O_2 - ^{32}S$ an und berechneten damit die Massen abwärts bis zum ^{28}Si neu. Während von ^{20}Ne an die Massen bis zum ^{24}Na aufwärts praktisch unver-

ändert bleiben konnten, war nunmehr die mittlere Gruppe von ^{24}Mg bis ^{28}Al an keiner Seite mehr anzuschließen, so daß zur Entscheidung der Frage eine Neubestimmung irgendeiner der Massen zwischen ^{24}Mg und ^{28}Al notwendig wurde. Der eine von uns (Mattauch) hat daraufhin ältere von ihm und A. Bönisch aufgenommene Massenspektren, in denen das Dublett $^{12}C_2H_3 - {}^{27}Al$ auftrat, gemeinsam mit H. Ewald ausgewertet. Dies Dublett war an sich nicht für Präzisionsbestimmungen der ^{27}Al-Masse vorgesehen; die Auswertung konnte aber so sauber erfolgen, daß sie eine zuverlässige Stütze der mittleren Gruppe bildet. An Stelle der obigen Kette tritt daher jetzt (unter gleichzeitiger Einbeziehung einiger Abzweigungen) das Schema:



In der ersten dieser drei Gruppen ergeben sich keine neuen Gesichtspunkte. In der zweiten Gruppe ist zu beachten, daß der Anschluß von ^{24}Mg mit Hilfe der Reaktion $^{24}Mg\ (\alpha, p)\ ^{27}Al$ erfolgt. Nun hat Magnesium drei Isotope, und es treten bei dieser Reaktion drei Protonengruppen auf, die Energietönungen von $-1{,}05$ MeV, $-1{,}82$ MeV und $-2{,}87$ MeV entsprechen (8, 15). Da bei den Reaktionen vom Typus (α, p) sehr oft angeregte Kerne entstehen, können diese drei Gruppen nicht einfach den Grundzuständen der drei entstehenden Aluminiumkerne zugeordnet werden. Daher müssen wir die Masse von ^{24}Mg zunächst auslassen, und ebenso unterbleibt die Kontrolle der Masse von ^{25}Mg, die wir jetzt ausschließlich aus $^{27}Al\ (d, \alpha)\ ^{25}Mg$ bestimmen. Alsdann können wir die Energietönung von $^{25}Mg\ (\alpha, p)\ ^{28}Al$ ausrechnen; sie sollte $(-0{,}66 \pm 0{,}35)$ MeV betragen, eine Zahl, die zur Not mit der ersten der drei beobachteten übereinstimmt. Auch ^{26}Mg kann nach Meerhaut (27) durch Anschluß an die erste Gruppe aus der Energietönung von $^{23}Na\ (\alpha, p)\ ^{26}Mg$ berechnet werden.

In der dritten Gruppe ergeben sich zunächst keine Schwierigkeiten. Durch die neue Dublettmessung von Okuda und Ogata (31) $^{32}SH_2 - {}^{34}S$ wird eine Kontrollmöglichkeit für die $^{31}P - {}^{32}S$-Differenz gewonnen. Diese Kontrolle zeigt keine Übereinstimmung mit der früher benutzten Differenz $^{31}P - {}^{34}S$ aus der Reaktion $^{31}P\ (\alpha, p)\ ^{34}S$; doch hat kürzlich Meerhaut (27) darauf hingewiesen, daß bei dieser Reaktion eine langreichweitige Protonengruppe bisher übersehen worden ist, wie dies bei (α, p)-Reaktionen auch sonst schon vorgekommen ist. Mit der von ihm angegebenen Energietönung von 1,3 MeV wird die Übereinstimmung gut. Die endgültigen Werte wurden durch eine kleine Ausgleichsrechnung erhalten.

An die dritte Gruppe lassen sich ^{29}Si über die Reaktion $^{32}S\ (n, \alpha)\ ^{29}Si$ wie bisher und ^{29}Al durch seinen β-Zerfall anschließen. Letzterer Anschluß enthält die Unsicherheit hinsichtlich der γ-Strahlung, die bei der Verwendung von β-Zerfällen fast immer auftritt. Nun kann man aber von hier eine Brücke zur ersten Gruppe schlagen und die Energietönung von $^{26}Mg\ (\alpha, p)\ ^{29}Al$ ausrechnen. Man erhält $(-1{,}20 \pm 0{,}60)$ MeV, so daß die doppelte Annahme viel für sich hat, daß die oben erwähnte Energietönung von $-1{,}05$ MeV bei $Mg\ (\alpha, p)\ Al$ ein Gemisch aus zwei Gruppen darstellt, die zu den Übergängen der Isotope ^{25}Mg und ^{26}Mg in die Grundzustände von ^{28}Al und ^{29}Al gehören, und daß bei ^{29}Al der β-Übergang zum Grundzustand von ^{29}Si führt, so daß keine γ-Energie hinzuzufügen ist.

Nach all diesen Zuordnungen ist es wahrscheinlich, daß die sehr intensive Protonengruppe von $Mg\ (\alpha, p)\ Al$ zur Energietönung $-1{,}82$ MeV dem ^{24}Mg zuzuordnen ist, während $-2{,}87$ MeV dem Übergang in einen angeregten Zustand entspricht. Mit dieser Zuordnung ergibt sich die in der Tabelle angegebene ^{24}Mg-Masse und die Differenz $^{24}Na - {}^{24}Mg = 5{,}28$ MeV.

Diese Aussage über die Nahtstelle zwischen der ersten und zweiten Gruppe paßt nun gar nicht zu der früheren im Anschluß an Livingston und Bethe (23) durchgeführten Behandlung des β-Zerfalls von ^{24}Na. Die obere Grenze des β-Spektrums bei 1,40 MeV ist dort recht genau bekannt. Außerdem kennt man mehrere γ-Strahlen, deren härtester 3,0 MeV hat. Um die von uns erhaltene Energiedifferenz von 5,28 MeV zu überbrücken, müssen also auf den β-Zerfall noch mindestens zwei γ-Strahlen folgen, z. B. von $(3{,}0 + 0{,}9)$ MeV. Eine unabhängige experimentelle Prüfung dieses Verhaltens läßt sich durch den Nachweis von γ-γ-Koinzidenzen neben den bekannten β-γ-Koinzidenzen erbringen. Eine Diskussion der bisher hierüber in der Literatur vorliegenden Messungen wird der eine von uns (Mattauch) demnächst an anderer Stelle veröffentlichen; sie bestätigt im ganzen die hier getroffene Zuordnung.

Weniger klar liegen die Verhältnisse an der Nahtstelle zwischen der zweiten und dritten Gruppe. Die Differenz $^{28}Al - {}^{28}Si$ folgt hier zunächst zu $(5{,}53 \pm 0{,}39)$ MeV. Die beobachtete

obere Grenze des β-Spektrums liegt bei 3,3 MeV; die Differenz von 2,23 MeV wird gedeckt durch die gleichfalls beobachtete γ-Strahlung von 2,3 MeV. Ist diese Deutung zutreffend, so führt der β-Zerfall von ^{28}Al stets zu einem angeregten Zustand von ^{28}Si. Der Beweis ließe sich durch β-γ-Koinzidenzen experimentell erbringen.

Es ist aber an dieser Stelle auch eine andere Deutung möglich, die nahegelegt wird durch ein zuerst von Bethe (23) angewandtes Ordnungsprinzip. Betrachtet man die Reihe der β-Strahler $^{8}_{3}Li$, $^{12}_{5}B$, $^{16}_{7}N$, $^{20}_{9}F$, $^{24}_{11}Na$, $^{28}_{13}Al$, $^{32}_{15}P$, $^{36}_{17}Cl$, $^{40}_{19}K$; die sich jeweils um ein α-Teilchen unterscheiden, so erwartet und findet man eine monotone Abnahme der Energietönungen für den Zerfall. Es ergeben sich folgende Zahlen:

Übergang	β-Energie MeV	γ-Energien MeV	Zerfallsenergie MeV
^{8}Li — ^{8}Be	12		16,00
^{12}B — ^{12}C	12		(12)
^{16}N — ^{16}O	6,0		8,27
^{20}F — ^{20}Ne	5,0	2,2	7,13
^{24}Na — ^{24}Mg	1,40	3,0 und 0,9	5,28
^{28}Al — ^{28}Si	3,3	2,3	(3,3)
^{32}P — ^{32}S	1,72	Keine	1,73
^{36}Cl — ^{36}A	0,7		
^{40}K — ^{40}Ca	0,725		

Da ^{40}K wahrscheinlich bereits dual zerfällt, sollte von hier an die Energiedifferenz nach Durchquerung der „Gamowschen Rinne" wieder ansteigen; tatsächlich sind auch die β-Energien der folgenden Positronenstrahler $^{44}_{21}Sc$, $^{48}_{23}V$ usw. wieder größer. Man sieht, daß die Monotonie der Reihe gewahrt bleibt, wenn man bei ^{16}N den Scherrerschen Wert 8,27 MeV einführt und bei ^{28}Al die γ-Strahlung nicht hinzuzählt. Ist diese Deutung richtig, so muß sich das ^{28}Al-Spektrum in zwei Teilspektren zu den oberen Grenzen 1,0 MeV und 3,3 MeV zerlegen lassen. Ferner erhält man dann bei ^{28}Si $(M-A)\cdot 10^4 = -133{,}7$, während der Anschluß durch ^{28}Si (α, p) ^{31}P an die dritte Gruppe — 155,7 ergibt. Nimmt man an, daß der Wert — 133,7 zutrifft und die Reihe homologer β-Strahler monotone Zerfallsenergien besitzt, so muß die bei ^{28}Si (α, p) ^{31}P benutzte längste bekannte Protonengruppe zu einem angeregten Zustand von ^{31}P führen. Auch hier tritt also wieder die Möglichkeit in Erscheinung, daß bei einer (α, p)-Reaktion die zum Grundzustand des Folgekerns führende längste Protonengruppe übersehen sein kann. Da uns eine Entscheidung dieser Frage zur Zeit ohne Willkür[1]) nicht möglich scheint, haben wir für ^{28}Si beide Werte in die Tabelle aufgenommen.

An die so berechneten Massen der Hauptreihe konnten in Nebenzweigen weitere Massen angeschlossen werden, teils durch Kernreaktionen, teils durch β-Zerfälle. Im einzelnen gibt die letzte Spalte der Tabelle Rechenschaft über die Herkunft der dort mitgeteilten Zahlen.

Zwei Einzelzüge erscheinen hier noch bemerkenswert. Nach Fig. 1 sollte man für ^{34}Cl eine etwas größere Masse erwarten, d. h. eine höhere β^+-Zerfallsenergie. Wir haben den von Brandt (4) angegebenen Wert 2,5 MeV für das Maximum des β^+-Spektrums benutzt, doch findet

Massenspektrographisches Dublett	Massendifferenz 10^{-4} ME	Literatur
$^{1}H_2$ — ^{2}D	15,39 ± 0,021	3
$^{2}D_3$ — $^{12}C^{++}$	422,35 ± 0,21	3
CH_2 — ^{14}N	125,87 ± 0,21	3
CH_2 — ^{14}N	125,60 ± 0,15	19
CH_3 — ^{14}NH	125,63 ± 0,13	19
CH_4 — $^{14}NH_2$	125,50 ± 0,13	19
CH_4 — ^{16}O	363,81 ± 0,28	3
CH_4 — ^{16}O	363,2 ± 0,35	19
C_2H_3 — ^{27}Al	423,5 ± 0,65	25
$^{16}O_2$ — ^{32}S	191,5 ± 1,1	31
$^{12}C^{16}O_2$ — $^{12}C^{32}S$	189,4 ± 2,3	31
Mittel	191,1 ± 0,7	31
$^{32}SH_2$ — ^{34}S	200,4 ± 3,2	31
C_3 — ^{35}ClH	246,7 ± 1,7	29
C_3H — ^{37}Cl	421,7 ± 0,9	29
C_3H_2 — ^{37}ClH	419,8 ± 1,1	29
Mittel	420,8 ± 0,7	29
CSH_2 — ^{46}Ti	349,0 ± 9,5	31
CSH_3 — ^{47}Ti	444,2 ± 9,4	31
C_4 — ^{48}Ti	521,6 ± 4,6	31
C_4H — ^{49}Ti	588,3 ± 5,1	31
C_4H_2 — ^{50}Ti	694,6 ± 3,6	31
C_4H_3 — ^{56}Fe	1235 ± 17	29
$C_4H_{1\frac{1}{2}}$ — ^{58}Ni	1371,2 ± 3,9	30
C_5 — ^{60}Ni	695,9 ± 3,1	30
C_5H — ^{61}Ni	735 ± 15	30
C_5H_2 — ^{62}Ni	860,7 ± 3,7	30
C_5H_4 — ^{64}Ni	1044,8 ± 5,4	30

Kernreaktion	Energietönung MeV	Literatur
^{10}B (α, p) ^{13}C	3,85	27
^{12}C (d, p) ^{13}C	2,38 ± 0,15	17
^{13}C (d, p) ^{14}C	5,82 ± 0,17	17
^{19}F (n, α) ^{16}N	0,70 ± 0,25	33
^{19}F (n, p) ^{19}O	0,48 ± 0,25	33
^{23}Na (α, p) ^{26}Mg	1,64	27
^{27}Al (α, p) ^{30}Si	2,25	27
^{31}P (α, p) ^{34}S	1,3	27
^{40}Ca (d, p) ^{41}Ca	6,3	5

β-Zerfall	Maximale β-Energie MeV	Literatur
^{18}F (β^+) ^{18}O	0,72 ± 0,02	21
^{35}S (β^-) ^{35}Cl	0,120 ± 0,015	20
^{45}Ti (β^+) ^{45}Sc	1,24	1

1) Die Energietönungen der (α, p)-Reaktionen an homologen Kernen, welche nur aus α-Teilchen bestehen, bilden keine monotone Folge, wenn dies für die β-Zerfälle angenommen wird, und umgekehrt.

sich dort auf S. 737 der Satz: „Es ist anzunehmen, daß die Energieverteilung noch weiter hinaufreicht." Von Interesse sind ferner die Reaktionen ^{35}Cl (α, p) ^{38}A und ^{37}Cl (α, p) ^{40}A, die experimentell von Pollard und Brasefield (32) untersucht wurden. Sie fanden bei Beschießung des Isotopengemisches Chlor mit α-Strahlen Protonengruppen zu Energietönungen $+ 0{,}1$, $- 2{,}5$, $- 4{,}2$ MeV. Unsere Tabelle ergibt für die beiden Übergänge zum Grundzustand von ^{38}A und ^{40}A die Energietönungen $(+ 0{,}04 \pm 0{,}22)$ MeV und $(- 1{,}93 \pm 0{,}15)$ MeV. Die erste dieser beiden Zahlen paßt so gut zu $+ 0{,}1$ MeV, daß die Zuordnung dieser Gruppe zu ^{38}A recht sicher scheint. Gleichzeitig bestätigt sie die von uns vorgenommene Berechnung der ^{38}A-Masse aus der oberen Grenze des ^{38}Cl-β-Spektrums ohne Hinzufügung der γ-Energie. Die Zuordnung der beiden anderen Protonengruppen ist einstweilen nicht möglich.

c) Mittelschwere Kerne

Unter dem Namen mittelschwere Kerne führen wir diesmal eine ausgedehnte Gruppe neu ein, die etwa von den Elementen Chlor und Argon an aufwärts bis zum Zink reicht. Bisher lagen in diesem Gebiet nur wenige und unzusammenhängende genauere Messungen vor. Nachdem sich aber herausgestellt hat, daß die massenspektrographischen Angaben der japanischen Forscher zutreffen, können wir das reichhaltige Material dieser Verfasser benutzen, um nicht nur die Massen von ^{35}Cl und ^{37}Cl daraus zu entnehmen, sondern auch diejenigen einer ganzen Reihe von Titan- und Nickelisotopen sowie des ^{56}Fe. Die hierfür in Frage kommenden Dubletts enthält die vorstehende Übersicht vollständig, auch soweit sie in den Vorjahren schon erwähnt wurden.

Dadurch sind die Massen der Titanisotope 46, 47, 48, 49, 50 und der Nickelisotope 58, 60, 61, 62, 64 festgelegt. An ^{48}Ti lassen sich ^{51}V, ^{52}V und über den β-Zerfall des letzteren ^{52}Cr anschließen. Ebenfalls an ^{48}Ti kann man anschließen ^{45}Sc, ^{46}Sc und über dessen β-Zerfall ^{46}Ti sowie ^{45}Ti über seinen β-Zerfall. Während nun das Dublett $CSH_2 - {}^{46}Ti$ den Wert $-338{,}7 \pm 9{,}5$ für $(M - A) \cdot 10^4$ bei ^{46}Ti ergibt, erhält man auf dem Umwege von ^{48}Ti über ^{45}Sc, ^{46}Sc hierfür $-349{,}6 \pm 8{,}2$. Die Differenz zwischen beiden Werten ist also rund 800 keV. Wenn auch durch Benutzung der Reaktion ^{45}Sc (α, p) ^{48}Ti eine gewisse Unsicherheit hineingetragen wird, so ist die Differenz doch so klein, daß wahrscheinlich in diesem Falle die zum Grundzustand von ^{48}Ti führende Protonengruppe beobachtet ist. Auch die Angaben über den β-Zerfall von ^{46}Sc scheinen brauchbar zu sein; das β-Spektrum setzt sich aus zwei Teilen mit den Maximalenergien 0,26 MeV und 1,5 MeV zusammen; eine γ-Strahlung von 1,25 MeV ist beobachtet und paßt gerade in die Differenz der beiden Teilspektren, so daß man ziemlich sicher sein darf, daß die Gesamtdifferenz 1,5 MeV beträgt. Demgemäß wurde an den Massen von ^{46}Ti, ^{46}Sc und ^{45}Sc eine Ausgleichung vorgenommen. Das β-Spektrum von ^{45}Ti wurde in der Berichtszeit erstmalig ausgemessen (1).

Eine größere Gruppe von Isotopen läßt sich an ^{39}K anschließen, nämlich ^{40}K, über dessen β-Zerfall ^{40}Ca und hieran ^{41}Ca (5). Der Anschluß von ^{42}Ca erfolgt wieder über eine (α, p)-Reaktion, nämlich ^{39}K (α, p) ^{42}Ca. Bethe und Livingston meinen in diesem Falle, daß ein angeregter Zustand von ^{42}Ca vorliegt. Infolgedessen ist die Angabe unserer Tabelle bei ^{42}Ca und dem daraus abgeleiteten ^{42}K unsicher. Ähnlich folgt ^{43}Sc aus ^{40}Ca (α, p) ^{43}Sc mit einiger Unsicherheit und über den β-Zerfall des letzteren ^{43}Ca. Als β-Energien wurden bei ^{40}K 0,725 MeV, bei ^{42}K 3,5 MeV und bei ^{43}Sc 1,4 MeV eingesetzt. Die Massenangaben innerhalb dieser Gruppe sind also nicht besonders sicher. Da die Masse von ^{39}K an die übrigen Massen zunächst nicht angeschlossen werden kann, sind alle $(M - A)$ dieser Gruppe nur bis auf eine gemeinsame additive Konstante (ε) angebbar. Zur Bestimmung dieser Konstante wurden theoretische Hilfsvorstellungen herangezogen. In Fig. 1 findet sich die Eulersche Viereckskonstruktion durchgeführt, die eine Bestimmung von ε bis auf etwa 1 TME gestattet. Die in der Tabelle angegebenen Zahlen für diese Elemente, die leicht an dem Auftreten von ε zu erkennen sind, geben die absoluten Massenwerte mit $\varepsilon = (0 \pm 1)$ TME; relativ zueinander dürften die Massen genauer bekannt sein.

Auch die Zweideutigkeit bei ^{41}K, dessen Masse über ^{40}A (d, p) ^{41}A aus der β-Zerfallsenergie des letzteren bestimmt werden kann, wird damit wohl hinfällig. Wenigstens erscheint der Massendefekt von 376,8 TME sehr viel plausibler als der zur Wahl stehende von 378,3 TME. Vorsichtshalber sind einstweilen noch beide Angaben in die Tabelle eingefügt, die unwahrscheinlichere aber diesmal eingeklammert.

Einige weitere Massen konnten an ^{56}Fe angeschlossen werden, nämlich ^{56}Mn über dessen β-Zerfall mit Unsicherheit wegen der γ-Strahlung, und weiterhin ^{55}Mn. Ähnlich kann man den Zerfall ^{60}Co (β^-) ^{60}Ni benutzen, um ^{60}Co an ^{60}Ni anzuschließen. Da das β-Spektrum dieses Elements komplex ist mit den oberen Grenzenergien 0,16 und 1,45 MeV und da eine hierzu passende γ-Strahlung von 1,3 MeV bekannt ist, ist es wahrscheinlich, daß 1,45 MeV für die gesamte

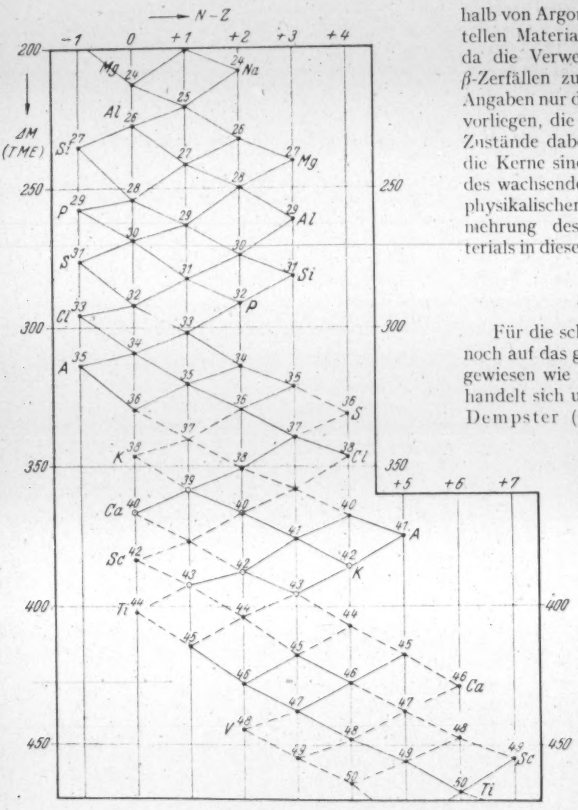


Fig. 1. Euler-Diagramm der Kerne von *Mg* bis *Ti*.

Energiedifferenz eingesetzt werden darf. Das stabile ^{59}Co folgt weiterhin über $^{59}Co\ (d, p)\ ^{60}Co$. Die Isotope ^{61}Cu und ^{64}Cu können sowohl mit Hilfe von (p, n)-Reaktionen als auch durch gut zu ihnen passende β-Zerfallsenergien an ^{61}Ni und ^{64}Ni angeschlossen werden. In beiden Fällen ist die Abwesenheit der γ-Strahlung bekannt. Das gleiche gilt für die alternative Zerfallsmöglichkeit von ^{64}Cu nach ^{64}Zn, welche den Anschluß des letzteren ermöglicht. Weiterhin kann man aus ^{64}Cu mit Hilfe der Reaktion $^{63}Cu\ (d, p)\ ^{64}Cu$ auch das stabile Kupferisotop ^{63}Cu gewinnen, an welches sich wiederum ^{63}Zn mit Hilfe der Reaktion $^{63}Cu\ (p, n)\ ^{63}Zn$ anschließen läßt.

Im ganzen ist die Sicherheit der Massenangaben bei den mittelschweren Kernen schon beträchtlich geringer als bei den Kernen unterhalb von Argon. Die Vermehrung des experimentellen Materials ist hier dringend erforderlich, da die Verwendung von Kernreaktionen und β-Zerfällen zur Massenberechnung zu sicheren Angaben nur da führt, wo Kontrollmöglichkeiten vorliegen, die zeigen, daß nicht etwa angeregte Zustände dabei eine Rolle spielen. Je schwerer die Kerne sind, um so dürftiger werden infolge des wachsenden Gamow-Berges leider die kernphysikalischen Angaben. Daher wäre eine Vermehrung des massenspektrographischen Materials in diesem Gebiet von besonderem Nutzen.

d) Schwere Kerne

Für die schweren Kerne sind wir auch heute noch auf das gleiche experimentelle Material angewiesen wie in unserem Bericht über 1939. Es handelt sich um die große Durchmusterung von Dempster (7) und Graves (14) sowie um einige Messungen von Aston (2), sämtlich massenspektrographische Dubletts. Da hierbei lediglich die Massen schwerer Kerne an diejenigen leichterer angeschlossen werden, bedingen die nicht unerheblichen Änderungen, die die einen erfahren haben, auch solche der anderen, so daß eine Besprechung des gesamten Materials notwendig scheint, obwohl keine neuen Messungen vorliegen.

Die Gesamtheit der genannten Dublettmessungen teilt man zweckmäßig in zwei Abteilungen. Die erste Abteilung umfaßt solche Messungen, bei denen zwei Massen miteinander verglichen werden, die beide schon aus den vorstehenden Ausführungen bekannt sind. Diese Abteilung kann dazu dienen, eine Vorstellung von der Zuverlässigkeit der Durchmusterung zu gewinnen. Die zweite Abteilung besteht dann aus denjenigen Messungen, die den Anschluß schwerer Massen an die bekannten direkt oder indirekt gestatten.

Erste Abteilung: Kontrollmessungen

In der nachstehenden Übersicht sind die Messungen von Aston zusammengestellt, soweit sie der ersten Abteilung angehören. Man sieht, daß fast alle angegebenen Massendifferenzen zu klein gemessen wurden, im Mittel um 4,4 Proz. Die Anordnung nach steigenden Massenzahlen lehrt ferner, daß ein systematischer Gang in den Meßfehlern vorhanden ist, die mit wachsender

Dublett	Massendifferenz nach Aston 10^{-4} ME	Massendifferenz nach unserer Tabelle 10^{-4} ME	Unterschied Proz.	Massenzahl A
H_2O — ^{18}O	104,4 ± 1,8	114,1	+ 8,5	18
H_2O — $^{36}A^{++}$	271 ± 3,6	273,1	+ 0,8	18
HDO — ^{19}F	183,3 ± 2,9	183,2	− 0,1	19
D_2O — ^{20}Ne	308,3 ± 4,0	305,55	− 0,9	20
^{20}Ne — $^{40}A^{++}$	108,8 ± 3,0	111,50	+ 2,4	20
C_2 — $^{48}Ti^{+}$	244,7 ± 3,6	260,8	+ 6,2	24
C_2H_3 — ^{27}Al	405	423,5	+ 4,4	27
CO — ^{28}Si	172 ± 6	194,5	+11,5	28
$^{10}B^{19}F$ — ^{29}Si	342 ± 6	360,2	+ 5,0	29
$^{12}C^{19}F$ — ^{31}P	244 ± 5	258,6	+ 5,7	31
$^{16}O_2$ — ^{32}S	177 ± 3	191,1	+ 7,4	32
$^{12}C_3$ — ^{35}ClH	225 ± 7	246,7	+ 8,8	36
$^{12}C_3$ — ^{36}A	326 ± 7	337,4	+ 3,3	36
$^{12}C_3H$ — ^{37}Cl	412 ± 7	420,8	+ 2,1	37
C_3H_4 — ^{40}A	679 ± 6	686,7	+ 1,1	40
$^{12}CH_3{}^{37}Cl$ — ^{52}Cr	480 ± 8	519,7	+ 7,6	52

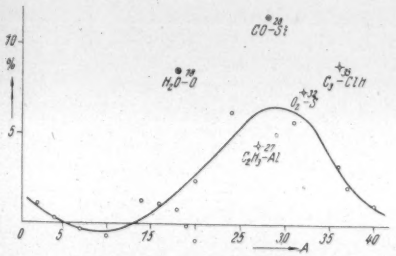


Fig. 2. Abweichung der Astonschen Dublettmessungen von unseren Werten.

Massenzahl zunächst ansteigen, um dann wieder abzusinken. Das zeigt besonders deutlich Fig. 2, in der die Abweichungen der Astonschen Angaben von unseren Zahlen auch für kleine Massen zusammengestellt sind. Die beträchtlich herausfallenden Dubletts H_2O — ^{18}O und CO — ^{28}Si unterliegen wohl systematischen Fehlern; bei letzterem ist die N_2-Linie nicht von CO getrennt und verringert scheinbar die Größe der Aufspaltung.

Für die Durchmusterung von Dempster steht kein so reichhaltiges Material an Kontrollen zur Verfügung. Die folgende Zusammenstellung zeigt, daß auch hier alle kontrollierbaren Massendifferenzen zu klein gemessen wurden, im Mittel sogar um 8,6 Proz. Ein systematischer Gang dieses Fehlers mit der Massenzahl läßt sich aus den wenigen Werten nicht ablesen. Es wurden bei der Neuberechnung der Massen schwerer Kerne aus diesem Material einmal versuchsweise alle gemessenen Zahlenwerte um 8,6 Proz. erhöht. Die Abweichungen in der Massenskala, die sich dadurch ergeben, übersteigen aber nirgends die ohnehin ziemlich hoch angegebenen Fehlergrenzen. Für die endgültig in die Tabelle aufgenommenen Werte wurde daher von einer derartigen Korrektur abgesehen.

Dublett	Packungsanteildifferenzen ($1f$) nach Dempster 10^{-4} ME	nach unserer Tabelle 10^{-4} ME	Unterschied Proz.	Massenzahl A
^{12}C — $^{48}Ti^{4+}$	9,8 ± 0,4	10,86	9,7	12
^{14}N — $^{56}Fe^{4+}$	12,3 ± 0,4	13,04	5,7	14
^{16}O — $^{48}Ti^{3+}$	7,22 ± 0,1	7,63	5,4	16
^{16}O — $^{63,65}Cu^{4+}$	6,9 ± 0,2	8,13 (^{63}Cu)	15,1	16

Zweite Abteilung: Neubestimmungen

Die Astonschen Messungen umfassen die Kerne ^{52}Cr, ^{78}Kr, ^{82}Kr, ^{84}Kr, ^{86}Kr, ^{129}X. Die sich ergebenden Packungsanteile sind in die Tabelle aufgenommen. Bei den nach Aston angegebenen Fehlergrenzen handelt es sich wohl mehr um den oben geschilderten systematischen Fehler als um eine Streuung der Einzelwerte; wenigstens passen die Massen der Kryptonisotope unter sich gut zusammen, da sich als durchschnittliche Anlagerungsenergie eines Neutrons zwischen den Massenzahlen 78 und 82 9,8 MeV, zwischen 82

Differenz Δf gemessen von	Ermitteltes Element	Packungsanteil f des Elements		
		hieraus	aus $1{,}086\,\Delta f$	Tabelle von 1939
$^{60}Ni^{3+}$ — $^{99,101}Ru^{5+}$	*Ru*	$-7{,}27 \pm 0{,}31$	$-7{,}18$	$-5{,}7 \pm 0{,}3$
^{27}Al — $^{106,110}Pd^{4+}$	*Pd*	$-5{,}38 \pm 0{,}3$	$-5{,}51$	$-5{,}1 \pm 0{,}4$
^{27}Al — $^{107,109}Ag^{4+}$	*Ag*	$-4{,}98 \pm 0{,}2$	$-5{,}08$	$-4{,}7 \pm 0{,}3$
$^{47}Ti^{++}$ — $^{116,118}Sn^{5+}$	*Sn*	$-5{,}27 \pm 0{,}45$	$-5{,}08$	$-5{,}0 \pm 0{,}3$
$^{49}Ti^{++}$ — $^{122,124}Sn^{5+}$	*Sn*	$-4{,}45 \pm 0{,}42$	$-4{,}22$	$-4{,}4 \pm 0{,}4$
$^{139}La^{3+}$ — $^{46,47}Ti$	*La*	$-3{,}44 \pm 0{,}26$	$-3{,}10$	$-3{,}2 \pm 0{,}2$
$^{150}Nd^{3+}$ — ^{50}Ti	*Nd*	$-2{,}37 \pm 0{,}14$	$-1{,}93$	$-2{,}0 \pm 0{,}2$
^{49}Ti — $^{146,148}Nd^{3+}$	*Nd*	$-2{,}58 \pm 0{,}15$	$-2{,}18$	$-2{,}45 \pm 0{,}2$
$^{148}Nd^{3+}$ — $^{49,50}Ti$	*Nd*	$-2{,}51 \pm 0{,}13$	$-2{,}00$	$-2{,}4 \pm 0{,}2$
$^{195}Pt^{3+}$ — ^{65}Cu	*Pt*	$+1{,}4 \pm 0{,}4$	$+2{,}2$	$+2{,}0 \pm 0{,}2$
$^{197}Au^{3+}$ — $^{63,65}Cu$	*Au*	$+1{,}4 \pm 0{,}5$	$+2{,}16$	$+2{,}0 \pm 0{,}3$
$^{197}Au^{++}$ — $^{49,50}Ti$	*Au*	$+2{,}10 \pm 0{,}25$	$+2{,}94$	$+2{,}0 \pm 0{,}3$

und 84 8,4 MeV und zwischen 84 und 86 8,6 MeV ergibt.

Das Material von Dempster und Graves wurde in einige Gruppen eingeteilt. In der ersten Gruppe wurden alle Kerne behandelt, bei denen die Packungsanteildifferenz unmittelbar gegen einen schon bekannten Kern gemessen ist. Die folgende Übersicht enthält die so bestimmten Packungsanteile f (in 10^{-4} ME). Zum Vergleich sind die Werte der bisherigen Tabelle daneben gesetzt, außerdem die Werte, die sich ergeben würden, wenn man alle Dublettmessungen um 8,6 Proz. vergrößern würde.

Da die verschiedenen Isotope des gleichen Elements Packungsanteile besitzen, die innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen, und da dies im mittleren Teil des Periodischen Systems wegen des fast horizontalen Verlaufs der Packungsanteilkurve auch ganz natürlich ist, schien es zweckmäßig, bei der Bearbeitung des Materials jeweils über die Packungsanteile der verschiedenen Isotope eines Elements zu mitteln und in die Tabelle nur f-Werte der Elemente, aber nicht der Isotope aufzunehmen. Dies Verfahren scheint uns um so mehr gerechtfertigt, als der Meßmethode von Dempster diese Annahme bereits zugrunde liegt.

Die in der vorstehenden Tabelle angegebenen Massen wurden noch etwas korrigiert unter Berücksichtigung der ebenfalls gemessenen Differenzen *Fe — Ag*, *Ru — Pt*, *Sn — Au* von Elementen dieser ersten Gruppe untereinander. Auf diese Weise entstanden schließlich die Tabellenwerte für *Ru*, *Pd*, *Ag*, *Sn*, *La*, *Nd*, *Pt* und *Au*.

In einer zweiten Gruppe wurden diejenigen Elemente zusammengefaßt, die nicht mehr direkt an leichte Kerne angeschlossen werden konnten, sondern nur noch an die vorstehenden der ersten Gruppe. Es sind dies die Elemente *K*, *Zn*, *Ga*, *Mo*, *Os*, *Tl*, *Pb*, *Bi*, *Th*, *U*. Auch hier konnten noch einige Korrekturen mit Hilfe der Differenzen *Os — Mo*, *Ru — {Os, Pt}* angebracht werden. Über eine Korrektur, die bei *Tl*, *Pb*, *Bi*, *Th* und *U* noch angebracht wurde, vgl. unten I e. Zunächst ergibt sich bei *Tl* 2,65; *Pb* 2,62; *Bi* 2,46; *Th* 5,07; *U* 5,16 mit einem Fehler von durchweg etwa $\pm 0{,}34$.

Die Packungsanteile, die sich für Kalium, Zink und Gallium ergeben, stimmen nicht gut. Im einzelnen handelt es sich um die Messungen der Differenzen

$$\Delta f\,(^{39}K^{++} - {}^{96,\,99}Ru^{5+}) = -0{,}4 \pm 0{,}3,$$
woraus $f\,(^{39}K) = -6{,}89 \pm 0{,}44$;

$$\Delta f\,(^{64}Zn^{3+} - {}^{107,\,109}Ag^{5+}) = -2{,}0 \pm 0{,}3,$$

und

$$\Delta f\,(^{66}Zn^{3+} - {}^{107,\,109}Ag^{5+}) = -2{,}5 \pm 0{,}3,$$
woraus $f\,(Zn) = -7{,}31 \pm 0{,}29$;

$$\Delta f\,(^{68,\,70}Zn^{3+} - {}^{23}Na) = -4{,}9 \pm 0{,}5,$$
woraus $f\,(Zn) = -6{,}47 \pm 0{,}51$.

Demgegenüber erhielten wir aus dem Studium der leichten Kerne oben $f\,(^{39}K) = -6{,}41$, $f\,(^{63}Zn) = -7{,}57$, $f\,(^{64}Zn) = -8{,}03$. Wie man sieht, sind also die hier erhaltenen Werte nicht sehr zuverlässig und, da die beiden Angaben für Zink erheblich untereinander abweichen, auch in sich nicht ganz widerspruchsfrei.

In entsprechender Weise liefern einige weitere Packungsanteildifferenzen eine dritte Gruppe von Elementen, die sich an diejenigen der zweiten Gruppe anschließen lassen, nämlich die Elemente *Rh* und *Ir*.

Endlich bleiben dann noch einige Differenzen übrig, bei denen beide Partner in dem bisherigen System noch nicht enthalten sind. Auch hier sind aber noch einige Aussagen möglich. Die Elemente *Yb* und *Cp* nämlich, unter sich von praktisch gleichem Packungsanteil, lassen sich an Strontium anschließen, für das Mattauch (24) früher einmal vorläufige Werte angegeben hat. Wenn diese auch ausdrücklich als Nichtpräzisionswerte gekennzeichnet waren, so kommt ihnen doch wohl die gleiche Zuverlässigkeit zu

wie dem übrigen Material für schwere Kerne. In ähnlicher Weise kann man Astons Wert für ^{52}Cr benutzen, um *Gd* daran anzuschließen. Es bleiben dann nur noch die Differenz $f(W-Zr) = 7{,}95 \pm 0{,}15$ und $f(Ta-Zr) = 7{,}74 \pm 0{,}06$ zurück, die sich nicht an bekannte Massen anschließen lassen.

e) Die schwersten Kerne (Gebiet der α-Strahler)

Aus den Dempsterschen Messungen erhielten wir bereits eine Aussage über die Packungsanteile bei Uran und Thorium. Diese Zahlenangaben sind noch mit einem beträchtlichen Fehler behaftet; so bedeutet für *UI* die Angabe $f = (5{,}16 \pm 0{,}33) \cdot 10^{-4}$ eine Atommasse von 238,1228 ± 0,0078 und einen Massendefekt von (1931,2 ± 8,6) TME. Genauer sind Massen und Massendefekte der schwersten Kerne gegenwärtig kaum angebbar.

Etwas anderes ist es mit der Lage dieser Kerne relativ zueinander. Hier sind mit Hilfe der α- und β-Zerfälle, ergänzt durch γ-Strahlbeobachtungen, die Glieder jeder der drei radioaktiven Familien untereinander mit großer Genauigkeit zu vergleichen. Die eingehende Diskussion des ganzen Materials auf diesem Gebiet würde über den Rahmen dieses Berichts hinausgehen; hier seien nur die wichtigsten Punkte hervorgehoben.

Innerhalb der einzelnen Familien läßt sich meist die Energieskala bis auf 10^{-5} ME genau festlegen. An einigen Stellen treten allerdings noch größere Unsicherheiten von bis zu 10^{-4} ME auf, z. B. beim β-Zerfall von *RaB* oder von *UY*. In allen solchen Fällen sind aber bestimmte Aussagen mit einiger Wahrscheinlichkeit möglich.

Die Festlegung der drei Familien relativ zueinander fußt im wesentlichen auf der Eulerschen Viereckskonstruktion, ein Verfahren hierzu, das bereits 1937 von Flügge und Krebs vorgeschlagen (10) und seither in unseren Atomgewichtsberichten benutzt wurde. Es wurde z. B. gefordert, daß die Thoriumisotope ($Z = 90$) gerader Massenzahlen, d. h. also *UX* 1, *Th*, *Io*, *RdTh* in dieser Darstellungsweise auf einer Parabel liegen sollen. Die Festlegung der *U-Ra*-Familie und der *Th*-Familie relativ zueinander gelingt dadurch auf einige 10^{-5} ME genau. Die etwas schwierigere Festlegung der *Ac*-Familie wurde nach dem Prinzip vorgenommen, daß die Bindungsenergien der Atomkerne, aufgetragen über der *N*, *Z*-Ebene, eine dreiblätterige Fläche ergeben müssen entsprechend den drei Kerntypen *g-g*, *g-u* oder *u-g* und *u-u*. Nun kommen in den Reihen von *U — Ra* und *Th* vorwiegend Kerne vom Typus *g-g* vor, daneben aber auch einige vom Typus *u-u*. Daraus kann man die Größe der Aufspaltung zwischen diesen beiden Blättern entnehmen. Sie ergibt sich im Mittel zu 0,91 TME. Es ist sicher vernünftig, anzunehmen, daß der Abstand des *u-g*-Blattes, dem die Kerne der *Ac*-Familie angehören, halb so groß, im Mittel also 0,46 TME ist. Hierdurch wurde die *Ac*-Familie relativ zu den beiden anderen Reihen festgelegt. Dabei bleibt allerdings einige Unklarheit hinsichtlich der Festlegung von *AcU* und *UY*, die von der übrigen *Ac*-Familie durch die unbekannte β-Zerfallsenergie von *UY* getrennt sind. Hier wurde (etwas willkürlich) *UY* um 0,46 TME über die *g-g*-Fläche gelegt; dann kommt *AcU* ebenfalls um einen ähnlichen Betrag höher als diese Fläche. Vielleicht sind aber beide Punkte etwas zu hoch gewählt, da für die β-Zerfallsenergie des *UY* so 0,17 TME verbleiben.

Es ergibt sich so eine Skala der Massendefekte, die bis auf eine additive Konstante festgelegt ist. Diese Konstante wurde so gewählt, daß sich für *UI*, *Th* und *Pb* im Mittel die beste Übereinstimmung mit den Dempsterschen Messungen ergab. Damit wurden die in der Tabelle von Thallium an aufwärts angegebenen Zahlen berechnet.

II. Isotopenzusammensetzung der einzelnen Elemente und chemische Atomgewichte

Die Neuberechnung der Isotopenmassen und damit der Packungsanteile sowie die Neumessungen der Isotopenverteilung bei zahlreichen Elementen, über die zum Teil bereits in den beiden Nachtragsberichten 1940 und 1941 referiert wurde, lassen eine Neuaufstellung der im Bericht von 1939 gegebenen Tabelle wünschenswert erscheinen. Tabelle II enthält neben der Ordnungszahl *Z* und der Massenzahl *A* zunächst die prozentuelle Beteiligung jedes Isotops. Die nächste Spalte bringt den Packungsanteil *f*, der wie üblich in Einheiten von 0,01 Proz. angegeben ist. Er wurde bis zum Zink und vom Thallium bis zum Uran aus den $(M-A)$-Werten der Tabelle I berechnet. Um für die große Zahl der übrigen Elemente zu einer Abschätzung des Packungsanteils zu kommen, wurden die *f*-Werte der Tabelle gegen die Ordnungszahl *Z* (nicht wie üblich die Massenzahl *A*) aufgetragen, entsprechend der bereits erwähnten Voraussetzung, daß die Isotope eines Elementes näherungsweise den gleichen Packungsanteil besitzen. Diese Punkte wurden durch eine glatte Kurve verbunden. Die aus der Kurve geschätzten Werte

stehen in Klammern im Gegensatz zu den unmittelbaren Meßwerten. Da bei den leichten Elementen die Isotopengewichte genau bekannt sind und hier die Voraussetzung gleichen Packungsanteils für die Isotope eines Elementes nicht gemacht werden kann, wurde in der nächsten Spalte für die Elemente bis zum Zink aus den prozentuellen Häufigkeiten und Isotopengewichten ein mittleres Isotopengewicht berechnet. Diese Werte sind dann nur mit dem chemischen Umrechnungsfaktor zu multiplizieren, um das Atomgewicht zu erhalten. Als Umrechnungsfaktor wurde der Smythesche Faktor 1,000275 benutzt. Vom Gallium aufwärts wurde wie üblich in dieser Spalte die mittlere Massenzahl eingetragen; um zum chemischen Atomgewicht zu kommen, muß also hier neben dem Umrechnungsfaktor auch der Packungsanteil berücksichtigt werden. Die letzten beiden Spalten enthalten dann nebeneinander das aus den massenspektrographischen Messungen berechnete und das in der Internationalen Tabelle angegebene chemische Atomgewicht.

In der Berichtszeit wurden bei den folgenden Elementen Neumessungen der Isotopenverteilung gemacht:

Kalium

In einer Reihe von Arbeiten haben Lasnitzki und Brewer (22) das Verhältnis $^{41}K/^{39}K$ in Gewebezellen von Menschen und Tieren untersucht. Während gewöhnliches Gewebe den gleichen ^{41}K-Gehalt zeigt wie Kalium mineralischen Ursprungs, finden die Verfasser ihn bei Zellen aus Knochen und Mark durchweg höher (beim Menschen im Durchschnitt + 1,5 Proz., bei Ratten + 1,9 Proz.), bei Karzinomzellen dagegen um etwa 1 Proz. niedriger. Bei Krebsträgern wird bereits bei normalen Zellen ein etwas geringerer ^{41}K-Gehalt gefunden.

Nickel

Von den beiden im Vorjahre angegebenen Neumessungen der Isotopenhäufigkeiten wurden in Übereinstimmung mit dem internationalen Isotopenbericht nur die Messungen von Valley (36) in die Tabelle aufgenommen.

Kupfer

Hier existierte bisher nur eine alte Schätzung des Verhältnisses beider Isotope, die Aston mit seinem ersten Apparat durchgeführt hatte. Bei Kupfer als einzigem Element war daher bisher in den Tabellen das aus dem chemisch gemessenen Atomgewicht berechnete Häufigkeitsverhältnis eingetragen gewesen. Nun hat Ewald (9) das Verhältnis $^{63}Cu:{}^{65}Cu$ massenspektrographisch neu bestimmt und vorläufig zu $2{,}348 \pm 0{,}020$ gefunden. Die prozentuellen Häufigkeiten werden damit:

Massenzahl:	63	65
Prozentuelle Häufigkeit:	70,1	29,9.

Nimmt man für die beiden Kupferisotope den Packungsanteil von ^{63}Cu – d. i. $-8{,}13 \pm 0{,}10$ – als gültig an, dann erhält man für das mittlere Isotopengewicht $63{,}546 \pm 0{,}004$ und für das chemische Atomgewicht $63{,}53 \pm 0{,}01$, wobei durch Erhöhung des Fehlers der Unsicherheit im Packungsanteil Rechnung getragen wird. Der Ewaldsche Wert für das Atomgewicht liegt demnach um 0,04 Einheiten niedriger als der internationale.

Ruthenium

Auch hier gab es nur eine Schätzung von Aston, wonach sogar die Existenz von ^{93}Ru fraglich blieb. Ewald (9) erhielt nun massenspektrographisch die folgenden Werte für die prozentuelle Häufigkeit, die mittlere Massenzahl und das chemische Atomgewicht:

Massenzahl:	96	98	99	100	101	102	104
Prozentuelle Häufigkeit:	5,68	2,22	12,81	12,70	16,98	31,34	18,27
Mittlere Massenzahl:	$101{,}128 \pm 0{,}020$						
Chemisches Atomgewicht:	$101{,}03_8 \pm 0{,}02_8$						

Das massenspektrographische Ergebnis weicht stark von dem Wert 101,7 der Internationalen Tabelle ab. Es steht aber in sehr guter Übereinstimmung mit dem von Gleu und Rehm (13) auf chemischem Wege erhaltenen Resultat $101{,}08 \pm 0{,}05$.

Tellur

Migeotte (28) hat die relativen Intensitäten der Linien der Absorptionsbanden, die den häufigeren Te_2-Molekülen von den Massen 256, 254, 252, 250 entsprechen, gemessen. Sie stehen, wie zu erwarten, ungefähr in den Verhältnissen der

aus den massenspektrographischen Messungen von Bainbridge berechneten Häufigkeiten der entsprechenden Gruppen von isotopen Molekülen. Um seine Messung für 250 und eine Schätzung für 248 in bessere Übereinstimmung mit den berechneten Werten zu bringen, nimmt Migeotte für das inzwischen von Dempster (6) aufgefundene Isotop ^{120}Te eine Häufigkeit von 1,5 Proz. an. Da die beiden Massen aus drei bzw. vier verschiedenen isotopen Molekülen zusammengesetzt werden und da diese Angabe dem von Dempster reproduzierten Massenspektrum stark zu widersprechen scheint, konnten wir uns nicht entschließen, sie in die Tabelle aufzunehmen.

Seltene Erden

Hier sind einige weitere massenspektrographische Messungen von Wahl bekannt geworden. Über seine am Ytterbium gewonnenen (37) und inzwischen auch anderweitig (38) veröffentlichten Resultate konnten wir bereits im Vorjahr berichten.

Ferner wurden von Wahl (39) genaue Messungen beim Gadolinium gemacht, die die folgenden Resultate ergaben:

Massenzahl:	152	154	155	156	157	158	160
Prozentuelle Häufigkeit:	(0,2)	2,86	15,61	20,59	16,42	23,45	20,87

Die Häufigkeitsangabe für ^{152}Gd stammt noch von Dempster, da Wahl dieses seltene Isotop nicht auf seinen Platten erhalten konnte. Für die mittlere Massenzahl und das chemische Atomgewicht berechnen sich die Werte 157,247 und 157,18 (internationaler Wert 156,9).

Seine Messungen an Erbium gibt Wahl (40) als approximativ an, da nur wenige Spektren verwendbar waren. Die Resultate sind:

Massenzahl:	162	164	166	167	168	170
Prozentuelle Häufigkeit:	(0,1)	1,5	32,9	24,4	26,9	14,2.

wobei wieder für das seltene ^{162}Er die Dempstersche Angabe übernommen wird. Für die mittlere Massenzahl und das chemische Atomgewicht erhält man damit 167,316 und 167,26 (internationaler Wert 167,2).

Hafnium

Bei diesem Element wurden die Isotopenhäufigkeiten von Mattauch und Ewald (25) neu gemessen mit folgenden Ergebnissen:

Massenzahl:	174	176	177	178	179	180
Prozentuelle Häufigkeit:	0,18	5,30	18,47	27,13	13,85	35,14.

Der wahrscheinliche Fehler beträgt beim ersten Wert etwa 5 Proz., beim zweiten 2 Proz. und bei den letzten vier durchschnittlich 0,5 Proz. Es ergibt sich für die mittlere Massenzahl 178,543 ± 0,004 und mit einem Packungsanteil von + 0,2 und dem Smytheschen Umrechnungsfaktor für das chemische Atomgewicht 178,50 ± 0,02, wobei der Fehler in der Hauptsache durch die Unsicherheit des Packungsanteils gegeben ist. Der nicht mit so hoher Genauigkeit bestimmte internationale Wert ist 178,6.

Zum Schluß möchten wir Herrn Dr. H. Volz, der uns durch einige wertvolle Diskussionen bei der Berechnung der leichten Kernmassen unterstützt hat, bestens danken, ebenso den Herren Dr. O. Bruna und Dr. A. Klemm, die eine Reihe numerischer Rechnungen für uns durchgeführt haben.

Zusatz bei der Korrektur: Die letzte Spalte von Tabelle II enthält die chemischen Atomgewichte nach der internationalen Tabelle von 1942/43. In eckigen Klammern sind bei *P*, *S*, *Cu*, *Zn*, *Ru* und *Sm* neue chemische Werte beigefügt, die dort noch nicht berücksichtigt sind, nämlich für Phosphor 30,974 (O. Hönigschmid und F. Hirschbold-Wittner, Zeitschr. f. anorg. allg. Chemie **243**, 355, 1940), für Schwefel 32,066 (O. Hönigschmid, Ber. dtsch. chem. Ges. **75**, 1814, 1943), für Kupfer 63,542 (briefliche Mitteilung von O. Hönigschmid und Mitarbeiter), für Zink 65,377 (O. Hönigschmid und M. v. Mack, Zeitschr. f. anorg. allg. Chemie **246**, 363, 1941), für Ruthenium 101,08 (K. Gleu und K. Rehm [13]) und für Samarium 150,38 (O. Hönigschmid und F. Hirschbold-Wittner, Zeitschr. f. physik. Chemie A **189**, 38, 1941).

Tabelle I

Protonenzahl Z	Element	Symbol	Massenzahl A	Neutronenzahl $A-Z$	$(M-A)\cdot 10^3$	Massendefekt gegen Protonen und Neutronen TME	MeV	Benutzte Dubletts, Reaktionen oder β-Zerfälle
0	Neutron ...	n	1	1	89,45 ± 0,25	0,00	0,00	$^2D\ (\gamma, n)\ ^1H$
1	Wasserstoff.	H	1	0	81,31 ± 0,032	0,00	0,00	Grunddubletts
		(D)	2	1	147,24 ± 0,064	2,35	2,18	Grunddubletts
		(T)	3	2	170,04 ± 0,20	9,02	8,39	$^2D\ (d, p)\ ^3H$; $^6Li\ (n, \alpha)\ ^3H$
2	Helium	*He*	3	1	169,88 ± 0,20	8,22	7,65	$^2D\ (d, n)\ ^3He$; $^6Li\ (p, \alpha)\ ^3He$
			4	2	38,60 ± 0,31	30,29	28,20	$^4He_2^+ - {}^{16}O^{++}$; $^2D^+ - {}^4He^+$
			5	3	142,5	27,67	25,76	$^7Li\ (d, \alpha)\ ^5He$
			6	4	209	31,14	28,99	$^6He\ (\beta^-)\ ^6Li$
3	Lithium ...	*Li*	6	3	169,17 ± 0,51	34,31	31,94	$^6Li\ (d, \alpha)\ ^4He$; $^9Be\ (p, \alpha)\ ^6Li$
			7	4	181,63 ± 0,57	42,01	39,11	$^7Li\ (p, \alpha)\ ^4He$; $^7Li^+ - {}^{14}N^{++}$
			8	5	249,67 ± 0,66	44,15	41,10	$^7Li\ (d, p)\ ^8Li$
4	Beryllium ..	*Be*	7	3	190,89 ± 0,66	40,27	37,49	$^7Li\ (p, n)\ ^7Be$
			8	4	78,07 ± 0,39	60,50	56,31	$^9Be\ (p, d)\ ^8Be$; $^9Be\ (\gamma, n)\ ^8Be$; $^9Be\ (e^-, n+e^-)\ ^8Be$; $^{10}B\ (d, \alpha)\ ^8Be$; $^{11}B\ (p, \alpha)\ ^8Be$
			9	5	149,58 ± 0,62	62,29	57,98	$^9BeH^+ - {}^{20}Ne^{++}$; $^9Be\ (d, \alpha)\ ^7Li$
			10	6	166,22 ± 1,36	69,57	64,76	$^9Be\ (d, p)\ ^{10}Be$
5	Bor	*B*	9	4	161,04 ± 0,68	60,33	56,16	$^9Be\ (p, n)\ ^9B$
			10	5	161,69 ± 0,70	69,21	64,43	$^9BeH^+ - {}^{10}B^+$; $^{10}B^+ - {}^{20}Ne^{++}$; $^{10}B\ (n, \alpha)\ ^7Li$; $^{10}BH_2^+ - {}^{12}C^+$
			11	6	129,01 ± 0,50	81,42	75,80	$^{10}B\ (d, p)\ ^{11}B$; $^{10}BH^+ - {}^{11}B^+$; $^{11}B\ (d, \alpha)\ ^9Be$; $^{14}N\ (n, \alpha)\ ^{11}B$; $^{11}BH^+ - {}^{12}C^+$
			12	7	168	86,47	80,49	$^{12}B\ (\beta^-)\ ^{12}C$
6	Kohlenstoff	*C*	10	4	208,6	63,71	59,30	$^{10}B\ (p, n)\ ^{10}C$
			11	5	150,17 ± 0,75	78,49	73,07	$^{11}B\ (p, n)\ ^{11}C$
			12	6	38,80 ± 0,25	98,58	91,76	Grunddubletts
			13	7	75,61 ± 0,43	103,84	96,66	$^{12}CH^+ - {}^{13}C^+$; $^{12}C\ (d, p)\ ^{13}C$; $^{13}C\ (d, \alpha)\ ^{11}B$
			14	8	77,41 ± 0,43	112,61	104,82	$^{11}B\ (\alpha, p)\ ^{14}C$; $^{13}C\ (d, p)\ ^{14}C$; $^{14}N\ (n, p)\ ^{14}C$
7	Stickstoff ..	*N*	13	6	99,04 ± 0,44	100,68	93,72	$^{13}C\ (p, n)\ ^{13}N$
			14	7	75,30 ± 0,16	112,00	104,26	$^{12}CH_2^+ - {}^{14}N^+$; $^{14}NH_2^+ - {}^{16}O^+$; $^{14}N_2^+ - {}^{12}C^{16}O^+$; $^{14}N\ (d, \alpha)\ ^{12}C$; $^{16}O\ (d, \alpha)\ ^{14}N$
			15	8	48,70 ± 0,72	123,61	115,06	$^{14}NH^+ - {}^{15}N^+$; $^{14}N\ (d, p)\ ^{15}N$
			16	9	88,8 ± 3,0	130,97	121,92	$^{19}F\ (n, \alpha)\ ^{16}N$
8	Sauerstoff .	*O*	15	7	78	119,86	111,58	$^{15}O\ (\beta^+)\ ^{15}N$
			16	8	0,00 (Standard)	136,61	127,16	Standard
			17	9	45,0 ± 0,6	141,05	131,30	$^{14}N\ (\alpha, p)\ ^{17}O$; $^{16}O\ (d, p)\ ^{17}O$; $(^{19}F\ (d, \alpha)\ ^{17}O)$
			18	10	48,5 ± 1,8	149,65	139,30	$^{18}O\ (p, \alpha)\ ^{15}N$
			19	11	48,4 ± 3,0	158,60	147,64	$^{19}F\ (n, p)\ ^{19}O$
9	Fluor	*F*	17	8	75,8	127,16	127,68	$^{16}O\ (d, n)\ ^{17}F$
			18	9	67,0 ± 1,9	146,98	136,82	$^{18}O\ (p, n)\ ^{18}F$
			19	10	45,4 ± 1.2	158,09	147,16	$^{19}F\ (p, \alpha)\ ^{16}O$; $^{19}F\ (d, n)\ ^{20}Ne$
			20	11	65,4	165,03	153,63	$^{19}F\ (d, p)\ ^{20}F$
10	Neon	*Ne*	19	9	79,8	153,84	143,20	$^{19}F\ (p, n)\ ^{19}Ne$
			20	10	−11,05 ± 0,61	171,87	159,98	$^{16}OD_2^+ - {}^{20}Ne^+$; $^{12}CD_2^+ - {}^{20}Ne^+$
			21	11	0,0 ± 2,0	179,71	167,28	$^{20}Ne\ (d, p)\ ^{21}Ne$; $^{20}NeH^+ - {}^{21}Ne^+$
			22	12	− 14,2 ± 3,0	190,07	176,93	$^{10}BH^+ - {}^{22}Ne^{++}$; $^{11}B^+ - {}^{22}Ne^{++}$; $^{19}F\ (\alpha, p)\ ^{22}Ne$
			23	13	+ 8,0 ± 3,9	196,80	183,19	$^{23}Ne\ (\beta^-)\ ^{23}Na$
11	Natrium ...	*Na*	22	11	+ 3,2 ± 3,1	187,52	174,55	$^{23}Na\ (\beta^+)\ ^{23}Ne$
			23	12	− 36,0 ± 2,4	200,38	186,53	$^{23}Na\ (d, \alpha)\ ^{21}Ne$
			24	13	− 22,1 ± 3,2	207,94	193,56	$^{23}Na\ (d, p)\ ^{24}Na$
12	Magnesium	*Mg*	23	11	+ 5,2 ± 3,9	195,45	181,94	$^{23}Na\ (p, n)\ ^{23}Mg$
			24	12	− 78,9 ± 3,1	212,80	198,09	$^{24}Mg\ (\alpha, p)\ ^{27}Al$
			25	13	− 62,7 ± 1,8	220,13	204,91	$^{27}Al\ (d, \alpha)\ ^{25}Mg$
			26	14	− 96,3 ± 4	232,43	216,36	$^{23}Na\ (\alpha, p)\ ^{26}Mg$
			27	15	− 83,3 ± 1,0	240,08	223,48	$^{27}Mg\ (\beta^-)\ ^{27}Al$
13	Aluminium	*Al*	26	13	− 53,3 ± 5	227,46	211,73	$^{26}Al\ (\beta^+)\ ^{26}Mg$
			27	14	− 102,0 ± 0,8	241,13	224,46	$^{12}C_2\ H_3 - {}^{27}Al$
			28	15	− 98,3 ± 3,2	249,52	232,27	$^{27}Al\ (d, p)\ ^{28}Al$
			29	16	− 126,1 ± 5	261,43	243,36	$^{29}Al\ (\beta^-)\ ^{29}Si$

Tabelle I (Fortsetzung)

Protonenzahl Z	Element	Symbol	Massenzahl A	Neutronenzahl $A-Z$	$(M-A)\cdot 10^4$	Massendefekt gegen Protonen und Neutronen TME	MeV	Benutzte Dubletts, Reaktionen oder β-Zerfälle
14	Silicium ...	*Si*	27	13	$-49{,}1 \pm 1{,}3$	235,03	218,78	$^{27}Al\ (p,n)\ ^{27}Si$; $^{27}Si\ (\beta^+)\ ^{27}Al$
			28	14	$-133{,}7$	252,43	234,97	$^{28}Al\ (\beta^-)\ ^{28}Si$
					oder	oder	oder	
					$-155{,}7 \pm 3{,}6$	254,63	237,03	$^{28}Si\ (\alpha,p)\ ^{31}P$
			29	15	$-153{,}1 \pm 1{,}4$	263,32	245,12	$^{32}S\ (n,\alpha)\ ^{29}Si$
			30	16	$-169{,}0 \pm 3{,}2$	273,85	254,92	$^{27}Al\ (\alpha,p)\ ^{30}Si$
			31	17	$-155{,}1 \pm 4$	281,41	261,96	$^{31}Si\ (\beta^-)\ ^{31}P$
15	Phosphor ..	*P*	29	14	$-103{,}1 \pm 1{,}6$	257,51	239,70	$^{29}P\ (\beta^+)\ ^{29}Si$
			30	15	$-126{,}0 \pm 3{,}4$	268,74	250,16	$^{30}P\ (\beta^+)\ ^{30}Si$
			31	16	$-174{,}4 \pm 1{,}9$	282,53	262,99	$^{31}P\ (d,p)\ ^{32}P$; $^{31}P\ (\alpha,p)\ ^{34}S$
			32	17	$-172{,}5 \pm 0{,}7$	291,28	271,14	$^{32}P\ (\beta^-)\ ^{32}S$
16	Schwefel ...	*S*	31	15	$-121{,}7 \pm 3{,}7$	276,44	257,33	$^{31}S\ (\beta^+)\ ^{31}P$
			32	16	$-191{,}1 \pm 0{,}7$	292,33	272,12	$^{16}O_2^+ - {}^{32}S^+$
			33	17	$-198{,}6 \pm 4$	302,02	281,14	$^{32}S\ (d,p)\ ^{33}S$; $^{35}Cl\ (d,\alpha)\ ^{33}S$
			34	18	$-230{,}1 \pm 2{,}0$	314,12	292,40	$^{32}SH_2^+ - {}^{34}S^+$; $^{31}P\ (\alpha,p)\ ^{34}S$
			35	19	$-210{,}3 \pm 2{,}0$	321,08	298,88	$^{35}S\ (\beta^-)\ ^{35}Cl$
17	Chlor	*Cl*	33	16	$-143{,}2 \pm 4$	295,67	275,23	$^{33}Cl\ (\beta^+)\ ^{33}S$
			34	17	$(-191{,}7 \pm 5)$	(309,46)	(288,07)	$^{34}Cl\ (\beta^+)\ ^{34}S$
			35	18	$-211{,}6 \pm 1{,}9$	320,40	298,25	$^{12}C_3^+ - {}^{35}ClH^+$; $^{32}S\ (\alpha,p)\ ^{35}Cl$
			36	19	$-213{,}5 \pm 3{,}5$	329,53	306,75	$^{35}Cl\ (d,p)\ ^{36}Cl$
			37	20	$-223{,}1 \pm 1{,}0$	339,44	315,97	$^{12}C_3H^+ - {}^{37}Cl^+$
			38	21	$-200{,}3 \pm 3{,}2$	346,10	322,18	$^{37}Cl\ (d,p)\ ^{38}Cl$
18	Argon	*A*	35	17	$-153{,}5 \pm 2{,}1$	313,77	292,08	$^{35}A\ (\beta^+)\ ^{35}Cl$
			36	18	$-221{,}0 \pm 4{,}0$	329,47	306,69	$^{36}Cl\ (\beta^-)\ ^{36}A$
			38	20	$-253{,}9 \pm 1{,}3$	350,65	326,41	$^{38}Cl\ (\beta^-)\ ^{38}A$
			40	22	$-245{,}1 \pm 1{,}2$	367,66	342,24	$^{16}OD_2^+ - {}^{40}A^{++}$; $^{20}Ne^+ - {}^{40}A^{++}$; $^{12}C_3H_4^+ - {}^{40}A^+$
			41	23	$-226{,}0$	374,69	348,79	$^{40}A\ (d,p)\ ^{41}A$
19	Kalium ...	*K*	39	20	$-250 \quad -\varepsilon$	358,39	333,61	
			40	21	$-244 \quad -\varepsilon$	366,73	341,38	$^{39}K\ (d,p)\ ^{40}K$
			41	22	(-270)	(378,28)	(352,13)	$^{41}A\ (\beta^-)\ ^{41}K$
					oder	oder	oder	
					-255	376,78	350,73	
			42	23	$-255 \quad -\varepsilon(?)$	385,72	359,06	$^{42}K\ (\beta^-)\ ^{42}Ca$
20	Calcium ...	*Ca*	40	20	$-251 \quad -\varepsilon$	366,62	341,28	$^{40}K\ (\beta^-)\ ^{40}Ca$
			41	21	$-253 \quad -\varepsilon$	375,77	349,79	$^{40}Ca\ (d,p)\ ^{41}Ca$
			42	22	$-283 \quad -\varepsilon\ (?)$	387,71	360,91	$^{39}K\ (\alpha,p)\ ^{42}Ca$
			43	23	$-263 \quad -\varepsilon$	394,66	367,37	$^{43}Sc\ (\beta^+)\ ^{43}Ca$
			45	25	-315 ± 6	417,75	388,87	$^{46}Ca\ (\beta^-)\ ^{45}Sc$
21	Scandium ..	*Sc*	43	22	$-248 \quad -\varepsilon$	392,34	365,22	$^{40}Ca\ (\alpha,p)\ ^{43}Sc$
			45	24	-325 ± 6	417,93	389,04	$^{45}Sc\ (\alpha,p)\ ^{48}Ti$
			46	25	-330 ± 7	427,38	397,83	$^{45}Sc\ (d,p)\ ^{46}Sc$; $^{46}Sc\ (\beta^-)\ ^{46}Ti$
			49	28	$-332{,}4 \pm 5{,}3$	454,46	423,05	$^{49}Sc\ (\beta^-)\ ^{49}Ti$
22	Titan	*Ti*	45	23	$-302{,}4 \pm 7$	414,86	386,18	$^{45}Ti\ (\beta^+)\ ^{45}Sc$
			46	24	$-345{,}1 \pm 6{,}2$	428,07	398,48	$CSH_2^+ - {}^{46}Ti^+$; $^{46}Sc\ (\beta^-)\ ^{46}Ti$
			47	25	$-352{,}6 \pm 9{,}4$	437,77	407,50	$CSH_3^+ - {}^{47}Ti^+$
			48	26	$-366{,}4 \pm 4{,}7$	448,09	417,12	$C_4^+ - {}^{48}Ti^+$
			49	27	$-351{,}8 \pm 5{,}2$	455,58	424,08	$C_4H^+ - {}^{49}Ti^+$
			50	28	$-376{,}8 \pm 3{,}8$	467,02	434,74	$C_4H_2^+ - {}^{50}Ti^+$
23	Vanadium ..	*V*	51	28	$-420{,}9 \pm 6{,}9$	479,56	446,41	$^{48}Ti\ (\alpha,p)\ ^{51}V$
			52	29	$-438{,}8 \pm 7{,}5$	490,30	456,40	$^{51}V\ (d,p)\ ^{52}V$
24	Chrom	*Cr*	52	28	$-460{,}1 \pm 8$	491,61	457,63	$^{52}V\ (\beta^-)\ ^{52}Cr$
25	Mangan	*Mn*	55	30	-393 ± 17	510,93	475,60	$^{55}Mn\ (d,p)\ ^{56}Mn$
			56	31	-398 ± 17	520,37	484,40	$^{56}Mn\ (\beta^-)\ ^{56}Fe$
26	Eisen	*Fe*	56	30	-429 ± 17	522,66	486,52	$C_4H_8^+ - {}^{56}Fe^+$
27	Kobalt	*Co*	59	32	$-490{,}1 \pm 4$	554,79	516,43	$^{59}Co\ (d,p)\ ^{60}Co$
			60	33	$-486{,}3 \pm 3{,}6$	563,35	524,41	$^{60}Co\ (\beta^-)\ ^{60}Ni$
28	Nickel	*Ni*	58	30	$-402{,}9 \pm 4{,}1$	536,31	499,23	$C_4H_{10}^+ - {}^{58}Ni^+$
			60	32	$-501{,}9 \pm 3{,}4$	564,10	525,10	$C_5^+ - {}^{60}Ni^+$
			61	33	-460 ± 15	568,85	529,53	$C_5H^+ - {}^{61}Ni^+$
			62	34	$-504{,}1 \pm 3{,}9$	582,21	541,96	$C_5H_2^+ - {}^{62}Ni^+$
			64	36	$-525{,}6 \pm 5{,}6$	602,25	560,61	$C_5H_4^+ - {}^{64}Ni^+$
29	Kupfer	*Cu*	61	32	-438 ± 15	565,84	526,72	$^{61}Ni\ (p,n)\ ^{61}Cu$; $^{61}Cu\ (\beta^+)\ ^{61}Ni$
			63	34	$-512{,}2 \pm 6{,}3$	591,15	550,28	$^{63}Cu\ (d,p)\ ^{64}Cu$
			64	35	$-507{,}4 \pm 5{,}6$	599,61	558,16	$^{64}Ni\ (p,n)\ ^{64}Cu$; $^{64}Cu\ (\beta^+)\ ^{64}Ni$
30	Zink	*Zn*	63	33	$-476{,}5 \pm 8{,}0$	586,77	546,20	$^{63}Cu\ (p,n)\ ^{63}Zn$
			64	34	$-513{,}6 \pm 5{,}6$	599,42	557,98	$^{64}Cu\ (\beta^-)\ ^{64}Zn$

Tabelle I (Fortsetzung)

Protonenzahl Z	Element	Symbol	Massenzahl A	Neutronenzahl $A-Z$	$(M-A)$ 10^4	Massendefekt TME	Massendefekt MeV
81	Thallium	*Tl*	203	122			
			205	124			
		AcC″	207	126	294	1738,81	1618,83
		ThC″	208	127	351	1742,06	1621,86
		RaC″	210	129	447	1750,38	1629,60
82	Blei	*Pb*	204	122			
		RaG	206	124	255	1733,00	1613,42
		AcD	207	125	270	1740,39	1620,30
		ThD	208	126	290	1747,36	1626,79
		RaD	210	128	381	1756,16	1634,98
		AcB	211	129	429	1760,33	1638,87
		ThB	212	130	471	1765,02	1643,23
		RaB	214	132	565	1773,58	1651,20
83	Wismut	*Bi*	209	126			
		RaE	210	127	372	1756,23	1635,05
		AcC	211	128	406	1761,85	1640,28
		ThC	212	129	457	1765,68	1643,85
		RaC	214	131	546	1764,64	1642,88
84	Polonium	*Po*	210	126	352	1757,49	1636,22
		AcC′	211	127	391	1762,51	1640,90
		ThC′	212	128	425	1768,04	1646,04
		RaC′	214	130	504	1778,03	1655,35
		AcA	215	131	548	1782,57	1659,57
		ThA	216	132	584	1787,90	1664,53
		RaA	218	134	669	1797,28	1673,27
86	Emanation	*An*	219	133	661	1805,40	1680,83
		Tn	220	134	691	1811,32	1686,34
		Rn	222	136	768	1821,58	1695,89
87	Ekacaesium	*AcK*	223	136	784	1828,05	1701,91
88	Radium	*AcX*	223	135	763	1829,43	1702,20
		ThX	224	136	792	1835,39	1708,75
		Ra	226	138	856	1846,95	1719,51
		MsTh 1	228	140	924	1858,03	1729,83
89	Actinium	*Ac*	227	138	878	1852,86	1725,01
		MsTh 2	228	139	915	1858,08	1729,87
90	Thorium	*RdAc*	227	137	867	1853,10	1725,24
		RdTh	228	138	890	1859,75	1731,43
		Jo	230	140	945	1872,12	1742,94
		UY	231	141	981	1877,46	1747,91
		Th	232	142	1009	1883,72	1753,74
		UX 1	234	144	1079	1894,53	1763,81
91	Protactinium	*Pa*	231	140	972	1877,63	1748,07
		UX 2	234	143	1069	1894,75	1764,01
92	Uran	*U II*	234	142	1036	1897,26	1766,35
		AcU	235	143	1079	1902,82	1771,53
		U I	238	146	1163	1920,30	1787,80

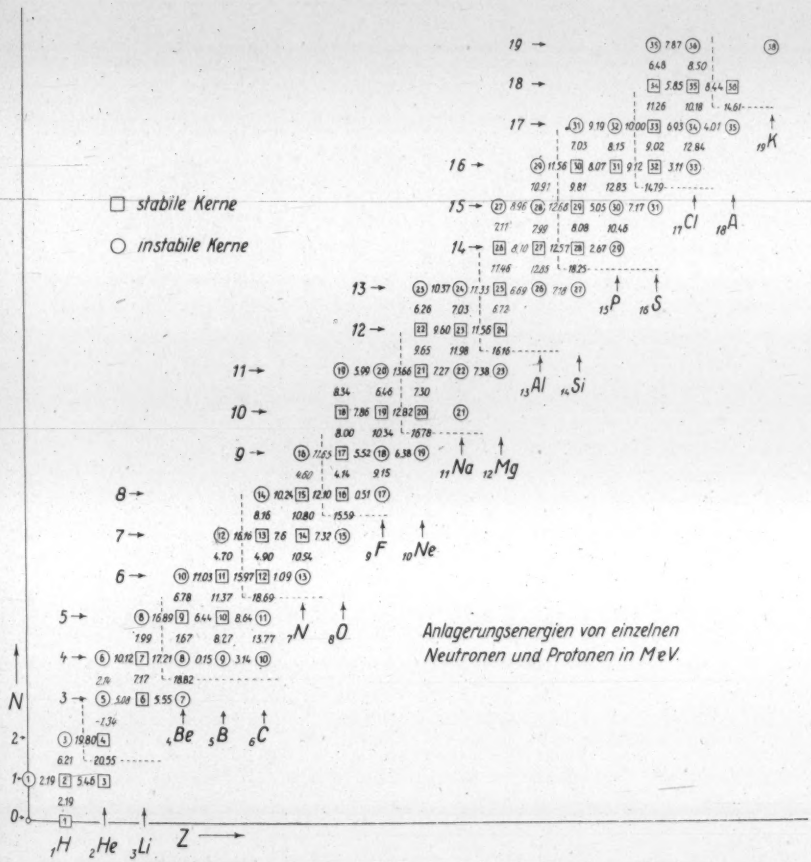


Fig. 3. Anlagerungsenergien von einzelnen Neutronen und Protonen. Alle Kerne bekannter Masse bis zu ^{38}K aufwärts wurden in der $N-Z$-Ebene eingetragen. Die zwischenstehenden Zahlen sind die Anlagerungsenergien in MeV, welche frei werden, wenn ein Kern in seinen Nachbarn im Diagramm übergeht; z. B. gelangt man von ^{15}O nach ^{16}O durch Anlagerung eines Neutrons mit 15,59 MeV Bindungsenergie, oder aber die Ablösearbeit eines Protons von ^{16}O beim Übergang zu ^{15}N beträgt 12,10 MeV. Die Anlagerungsenergie von ^{12}C nach ^{13}N ist verdruckt; statt 1,09 ist zu setzen 1,96. Den Zahlen des Diagramms sind die Massen der Tabelle I zugrunde gelegt. Die gestrichelten Linien bezeichnen die Grenzen, bei deren Überschreitung ein neues α-Teilchen gebildet werden kann. — Die starke Schwankung der Zahlen ist interessant; während die mittlere Bindungsenergie eines Kernbausteins nur sehr geringe individuelle Schwankungen von Kern zu Kern aufweist und daher die Auffassung des Atomkerns als Flüssigkeitströpfchen in guter Näherung gestattet, weist die Bindungsenergie des jeweils lockersten Teilchens immerhin Schwankungen um den Faktor 2 auf. Hierbei spielt eine große Rolle der Unterschied zwischen geraden und ungeraden Anzahlen (Zweierschalen). Es ist daher wohl zu erwarten, daß (γ, n)-Prozesse oft bereits mit energieärmeren γ-Strahlen als 8 MeV ausgelöst werden können, so daß eine Durchmusterung der Elemente mit Hilfe der 6-MeV-γ-Strahlung von $^{19}F + {}^{1}H$ wahrscheinlich sehr lohnend sein dürfte. Ähnliches gilt natürlich für die Reaktionen $(n, 2n)$, $(n, p+n)$ usw.

Tabelle II

Protonenzahl Z	Element	Symbol	Massenzahl A	Häufigkeit in Prozenten	Packungsanteil f	Mittleres Isotopengewicht	Chemisches Atomgewicht für $O = 16$: Aus Isotopenzusammensetzung	Chemisches Atomgewicht für $O = 16$: Internationale Tabelle 1942/43*)
0	Neutron	n	1	—	89,45 ± 0,25			
1	Wasserstoff ..	H	1	99,98	81,31 ± 0,032	1,00833	1,00805	1,0080
		(D)	2	0,02	73,63 ± 0,032			
2	Helium	He	3	10^{-4}	56,63 ± 0,066	4,0039	4,0028	4,003
			4	~ 100	9,65 ± 0,077			
3	Lithium	Li	6	7,9	28,20 ± 0,085	6,9391	6,9372	6,940
			7	92,1	25,95 + 0,081			
4	Beryllium	Be	9	100	16,62 ± 0,069	9,0150	9,0125	9,02
5	Bor	B	10	20	16,17 ± 0,070	10,8136	10,8106	10,82
			11	80	11,73 ± 0,045			
6	Kohlenstoff ..	C	12	98,9	1,92 ± 0,021	12,0133	12,0100	12,010
			13	1,1	2,52 ± 0,032			
7	Stickstoff	N	14	99,62	5,38 ± 0,011	14,0113	14,0074	14,008
			15	0,38	3,25 ± 0,048			
8	Sauerstoff ...	O	16	99,76	0,00 p. Def.	16,0044	16,0000	16,0000
			17	0,04	2,65 ± 0,035			
			18	0,20	2,69 ± 0,1			
9	Fluor	F	19	100	2,39 ± 0,063	19,0045	18,999	19,00
10	Neon	Ne	20	90,00	− 0,55 ± 0,03	20,1962	20,191	20,183
			21	0,27	0,0 ± 0,09			
			22	9,73	− 0,65 ± 0,13			
11	Natrium	Na	23	100	− 1,57 ± 0,1	22,9964	22,990	22,997
12	Magnesium ..	Mg	24	77,4	− 3,29 ± 0,13	24,3291	24,322	24,32
			25	11,5	− 2,51 ± 0,07			
			26	11,1	− 3,70 ± 0,15			
13	Aluminium...	Al	27	100	− 3,78 ± 0,03	26,9898	26,982	26,97
14	Silicium	Si	28	89,6	− 4,78 oder − 5,56 ± 0,13	28,142 oder 28,130	28,134 oder 28,123	28,06
			29	6,2	− 5,28 ± 0,048			
			30	4,2	− 5,63 ± 0,11			
15	Phosphor	P	31	100	− 5,63 ± 0,06	30,9826	30,974	30,98 [30,974]
16	Schwefel	S	32	95,1	− 5,97 ± 0,022	32,0727	32,064	32,06 [32,066]
			33	0,74	− 6,02 ± 0,12			
			34	4,2	− 6,77 ± 0,06			
			36	0,016	(− 6,5)			
17	Chlor	Cl	35	75,4	− 6,05 ± 0,054	35,4706	35,461	35,457
			37	24,6	− 6,03 ± 0,027			
18	Argon	A	36	0,31	− 6,14 ± 0,11	39,9620	39,951	39,944
			38	0,06	− 6,68 ± 0,08			
			40	99,63	− 6,13 ± 0,03			
19	Kalium	K	39	93,44	− 6,41	39,1060	39,095	39,096
			40β	0,012	− 6,10			
			41	6,55	− 6,59 oder − 6,22			
20	Calcium	Ca	40	96,96	− 6,28	40,0898	40,079	40,08
			42	0,64	− 6,74			
			43	0,15	− 6,12			
			44	2,07				
			46	0,003	(− 6,5)			
			48	0,185				
21	Scandium	Sc	45	100	− 7,26 ± 0,13	44,9675	44,955	45,10
22	Titan	Ti	46	7,95	− 7,50 ± 0,13	47,8891	47,876	47,90
			47	7,75	− 7,50 ± 0,20			
			48	73,45	− 7,63 ± 0,098			
			49	5,51	− 7,18 ± 0,11			
			50	5,34	− 7,54 ± 0,08			

*) Vgl. Ber. dtsch. chem. Gesellsch. **76**, 35, 1943.

Tabelle II (Fortsetzung)

Protonenzahl Z	Element	Symbol	Massenzahl A	Häufigkeit in Prozenten	Packungsanteil f	Mittleres Isotopengewicht	Chemisches Atomgewicht für $O = 16$	
							Aus Isotopenzusammensetzung	Internationale Tabelle 1942/43
23	Vanadium ...	V	51	100	$-8{,}25 \pm 0{,}13$	50,9579	50,944	50,95
24	Chrom	Cr	50	4,49	$(-8{,}85)$			
			52	83,78	$-8{,}85 \pm 0{,}15$	52,0044	51,990	52,01
			53	9,43	$(-8{,}85)$			
			54	2,30	$(-8{,}85)$			
25	Mangan.....	Mn	55	100	$-7{,}15 \pm 0{,}31$	54,9607	54,946	54,93
26	Eisen	Fe	54	5,84	$(-7{,}15)$			
			56	91,68	$-7{,}15 \pm 0{,}30$	55,8711	55,856	55,85
			57	2,17	$(-7{,}15)$			
			58	0,31	$(-7{,}15)$			
27	Kobalt	Co	59	100	$-8{,}31 \pm 0{,}07$	58,9510	58,935	58,94
28	Nickel	Ni	58	67,4	$-6{,}95 \pm 0{,}07$			
			60	26,7	$-8{,}37 \pm 0{,}06$			
			61	1,2	$-7{,}54 \pm 0{,}25$	58,7314	58,715	58,69
			62	3,8	$-8{,}13 \pm 0{,}06$			
			64	0,88	$-8{,}21 \pm 0{,}09$			
29	Kupfer	Cu	63	70,1	$-8{,}13 \pm 0{,}1$	63,5457	63,528	63,57
			65	29,9	$(-8{,}13)$			[63,542]
30	Zink	Zn	64	50,9	$-8{,}03 \pm 0{,}09$			
			66	27,3				
			67	3,9	$(-8{,}03)$	65,3365	65,319	65,38
			68	17,4				[65,377]
			70	0,5				
						Mittlere Massenzahl		
31	Gallium	Ga	69	61,5	$-6{,}71$	69,770	69,70	69,72
			71	38,5				
32	Germanium ..	Ge	70	21,2				
			72	27,3				
			73	7,9	$(-7{,}1)$	72,657	72,59	72,60
			74	37,1				
			76	6,5				
33	Arsen	As	75	100	$(-7{,}1)$	75,000	74,93	74,91
34	Selen.....	Se	74	0,9				
			76	9,5				
			77	8,3	$(-7{,}1)$	79,023	78,95	78,96
			78	24,0				
			80	48,0				
			82	9,3				
35	Brom.....	Br	79	50,6	$(-7{,}1)$	79,988	79,91	79,916
			81	49,4				
36	Krypton	Kr	78	0,35				
			80	2,01				
			82	11,52	$-7{,}26 \pm 0{,}15$	83,902	83,82	83,7
			83	11,52				
			84	57,13				
			86	17,47				
37	Rubidium ...	Rb	85	72,8	$(-7{,}05)$	85,544	85,46	85,48
			87β	27,2				
38	Strontium ...	Sr	84	0,56				
			86	9,86	$(-7{,}00)$	87,710	87,62	87,63
			87	7,02				
			88	82,56				
39	Yttrium	Y	89	100	$(-6{,}9)$	89,000	88,91	88,92
40	Zirkonium ...	Zr	90	48				
			91	11,5				
			92	22	$(-6{,}75)$	91,325	91,24	91,22
			94	17				
			96	1,5				

Tabelle II (Fortsetzung)

Protonenzahl Z	Element	Symbol	Massenzahl A	Häufigkeit in Prozenten	Packungsanteil f	Mittlere Massenzahl	Chemisches Atomgewicht für $O = 16$	
							Aus Isotopenzusammensetzung	Internationale Tabelle 1942/43
41	Niob	*Nb*	93	100	(− 6,6)	93,000	92,91	92,91
42	Molybdän	*Mo*	92	14,9				
			94	9,40				
			95	16,1				
			96	16,6	− 6,43 ± 0,41	96,003	95,92	95,95
			97	9,65				
			98	24,1				
			100	9,25				
44	Ruthenium...	*Ru*	96	5,68				
			98	2,22				
			99	12,81				
			100	12,70	− 6,49 ± 0,31	101,128	101,03	101,7
			101	16,98				[101,08]
			102	31,34				
			104	18,27				
45	Rhodium	*Rh*	103	100	− 5,34 ± 0,37	103,000	102,92	102,91
46	Palladium. .	*Pd*	102	0,8				
			104	9,3				
			105	22,6				
			106	24,2	− 5,38 ± 0,3	106,631	106,54	106,7
			108	26,8				
			110	13,5				
47	Silber	*Ag*	107	52,5	− 5,06 ± 0,2	107,950	107,87	107,880
			109	47,5				
48	Cadmium	*Cd*	106	1,4				
			108	1,0				
			110	12,8				
			111	13,0				
			112	24,2	(− 5,3)	112,465	112,37	112,41
			113	12,3				
			114	28,0				
			116	7,3				
49	Indium	*In*	113	4,5	(− 5,1)	114,910	114,82	114,76
			115	95,5				
50	Zinn	*Sn*	112	1,1				
			114	0,8				
			115	0,4				
			116	15,5				
			117	9,1				
			118	22,5	− 5,07 ± 0,32	118,785	118,69	118,70
			119	9,8				
			120	28,5				
			122	5,5				
			124	6,8				
51	Antimon	*Sb*	121	56	(− 4,8)	121,880	121,79	121,76
			123	44				
52	Tellur	*Te*	120	selten				
			122	2,9				
			123	1,6				
			124	4,5				
			125	6,0	(− 4,5)	127,668	127,58	127,61
			126	19,0				
			128	32,8				
			130	33,1				
53	Jod	*J*	127	100	(− 4,2)	127,000	126,91	126,92

Tabelle II (Fortsetzung)

Protonenzahl Z	Element	Symbol	Massenzahl A	Häufigkeit in Prozenten	Packungsanteil f	Mittlere Massenzahl	Chemisches Atomgewicht für $O = 16$	
							Aus Isotopenzusammensetzung	Internationale Tabelle 1942/43
54	Xenon	*X*	124	0,094				
			126	0,088				
			128	1,91				
			129	26,23				
			130	4,06	$-4,20 \pm 0,1$	131,400	131,31	131,3
			131	21,18				
			132	26,98				
			134	10,55				
			136	8,95				
55	Caesium	*Cs*	133	100	$(-3,9)$	133,000	132,91	132,91
56	Barium	*Ba*	130	0,101				
			132	0,097				
			134	2,42				
			135	6,6	$(-3,6)$	137,422	137,34	137,36
			136	7,8				
			137	11,3				
			138	71,7				
57	Lanthan	*La*	139	100	$-3,44 \pm 0,26$	139,000	138,91	138,92
58	Cer.....	*Ce*	136	selten				
			138	selten	$(-3,1)$	140,22	140,14	140,13
			140	89				
			142	11				
59	Praseodym ...	*Pr*	141	100	$(-2,9)$	141,000	140,92	140,92
60	Neodym	*Nd*	142	25,95				
			143	13,0				
			144	22,6				
			145	9,2	$-2,49 \pm 0,09$	144,402	144,33	144,27
			146	16,5				
			148	6,8				
			150	5,95				
62	Samarium ...	*Sm*	144	*3*				
			147	*17*				
			148α	*14*				
			149	*15*	$(-2,3)$	150,200	150,1	150,43
			150	*5*				[150,38]
			152	*26*				
			154	*20*				
63	Europium ...	*Eu*	151	49	$(-2,0)$	152,020	151,95	152,0
			153	51				
64	Gadolinium ..	*Gd*	152	(0,2)				
			154	2,86				
			155	15,61				
			156	20,59	$(-1,8)$	157,247	157,18	156,9
			157	16,42				
			158	23,45				
			160	20,87				
65	Terbium	*Tb*	159	100	$(-1,5)$	159,000	158,93	159,2
66	Dysprosium ..	*Dy*	158	*0,1*				
			160	*1,5*				
			161	*22*	$(-1,3)$	162,548	162,5	162,46
			162	*24*				
			163	*24*				
			164	*28*				
67	Holmium	*Ho*	165	100	$(-1,1)$	165,000	164,94	164,94

Tabelle II (Fortsetzung)

Protonenzahl Z	Element	Symbol	Massenzahl A	Häufigkeit in Prozenten	Packungsanteil f	Mittlere Massenzahl	Chemisches Atomgewicht für $O = 16$	
							Aus Isotopenzusammensetzung	Internationale Tabelle 1942/43
68	Erbium	*Er*	162	0,1				
			164	1,5				
			166	32,9				
			167	24,4	(− 0,8)	167,316	167,26	167,2
			168	26,9				
			170	14,2				
69	Thulium	*Tm*	169	100	(− 0,6)	169,000	168,94	169,4
70	Ytterbium ...	*Yb*	168	0,06				
			170	4,21				
			171	14,26				
			172	21,49	(− 0,3)	173,068	173,02	173,04
			173	17,02				
			174	29,58				
			176	13,38				
71	Cassiopeium	*Cp*	175	97,5	(0,0)	175,025	174,98	174,99
			176 β	2,5				
72	Hafnium	*Hf*	174	0,18				
			176	5,24				
			177	18,47				
			178	27,13	(+ 0,2)	178,545	178,50	178,6
			179	13,84				
			180	35,14				
73	Tantal	*Ta*	181	100	(+ 0,4)	181,000	180,96	180,88
74	Wolfram	*W*	180	0,2				
			182	22,6				
			183	17,3	(+ 0,6)	183,963	183,92	183,92
			184	30,1				
			186	29,8				
75	Rhenium	*Re*	185	38,2	(+ 0,9)	186,236	186,20	186,31
			187	61,8				
76	Osmium	*Os*	184	0,018				
			186	1,59				
			187	1,64				
			188	13,3	+ 1,25 ± 0,34	190,276	190,25	190,2
			189	16,2				
			190	26,4				
			192	40,9				
77	Iridium	*Ir*	191	38,5	+ 1,29 ± 0,44	192,230	192,20	193,1
			193	61,5				
78	Platin	*Pt*	192	0,8				
			194	30,2				
			195	35,3	+ 1,4 ± 0,4	195,156	195,13	195,23
			196	26,6				
			198	7,2				
79	Gold	*Au*	197	100	+ 2,0 ± 0,2	197,000	196,99	197,2
80	Quecksilber	*Hg*	196	0,15				
			198	10,12				
			199	17,04				
			200	23,25	(+ 2,1)	200,613	200,60	200,61
			201	13,18				
			202	29,54				
			204	6,72				
81	Thallium	*Tl*	203	29,1	+ 2,16	204,413	204,40	204,35
			205	70,9	+ 2,19			

Tabelle II (Fortsetzung)

Protonenzahl Z	Element	Symbol	Massenzahl A	Häufigkeit in Prozenten	Packungsanteil f	Mittlere Massenzahl	Chemisches Atomgewicht für $O = 16$	
							Aus Isotopenzusammensetzung	Internationale Tabelle 1942/43
82	Blei	*Pb*	204	1,5	2,12	207,242	207,23	207,21
			206	23,6	2,09			
			207	22,6	2,15			
			208	52,3	2,22			
83	Wismut.....	*Bi*	209	100	2,62	209,000	209,00	209,00
84	Polonium	*Po*	210α		2,50		210,00	
86	Radon (Em.) .	*Rn*	222α		4,24		222,03	222
87	Ekacaesium ..	*AcK*	223β		4,30		223,04	
88	Radium	*Ra*	226α		4,55		226,04	226,05
89	Actinium	*Ac*	227β		4,62		227,04	
90	Thorium	*Th*	232α	100	5,09	232,000	232,05	232,12
91	Protactinium	*Pa*	231α		4,95	231,000	231,05	231
92	Uran	*U II*	234α	0,006	5,17	237,978	238,05	238,07
		Ac U	235α	0,720	5,29			
		U I	238α	99,274	5,61			

Literaturverzeichnis

1) J. S. V. Allen, M. L. Pool, J. D. Kurbatov und L. L. Quill, Phys. Rev. **60**, 425, 1941.
2) F. W. Aston, Proc. Roy. Soc. **163**, 391, 1937; Nature **141**, 1096, 1938.
3) A. Bönisch, Diss. Wien 1939.
4) H. Brandt, Zeitschr. f. Phys. **108**, 726, 1938.
5) W. L. Davidson jr., Phys. Rev. **56**, 1061, 1939.
6) A. J. Dempster, Phys. Rev. **50**, 186, 1936.
7) A. J. Dempster, Phys. Rev. **53**, 64, 898, 1938.
8) W. E. Duncanson und H. Miller, Proc. Roy. Soc. **146**, 396, 1934.
9) H. Ewald, erscheint demnächst.
10) S. Flügge und A. Krebs, Physik. Zeitschr. **38**, 13, 1937.
11) S. Flügge und J. Mattauch, Isotopenbericht 1940. Physik. Zeitschr. **42**, 1, 1941.
12) S. Flügge und J. Mattauch, Isotopenbericht 1941. Physik. Zeitschr. **43**, 1, 1942.
13) K. Gleu und K. Rehm, Zeitschr. f. anorg. allg. Chemie **235**, 352, 1938.
14) A. C. Graves, Phys. Rev. **55**, 863, 1939.
15) O. Haxel, Physik. Zeitschr. **36**, 840, 1935.
16) N. P. Heydenburg und N. F. Ramsey, Phys. Rev. **60**, 42, 1941.
17) R. F. Humphreys und W. W. Watson, Phys. Rev. **60**, 542, 1941.
18) E. Hudspeth und H. Dunlap, Phys. Rev. **57**, 971, 1940.
19) E. B. Jordan, Phys. Rev. **60**, 710, 1941.
20) M. D. Kamen, Phys. Rev. **60**, 537, 1941.
21) R. S. Krishnan, Nature **148**, 407, 1941.
22) A. Lasnitzki und A. K. Brewer, Biochem. Journ. **35**, 144, 1941; Nature **148**, 357, 1942.
23) M. S. Livingston und H. A. Bethe, Rev. mod. Physics **9**, 245, 1937.
24) J. Mattauch, Naturwiss. **25**, 747, 1937.
25) J. Mattauch und H. Ewald, erscheint demnächst.
26) J. Mattauch und S. Flügge, Kernphysikalische Tabellen. Berlin 1942.
27) O. Meerhaut, Physik. Zeitschr. **41**, 528, 1940.
28) R. Migeotte, Bull. Soc. Roy. Sci. Liège **11**, 44, 1942.
29) T. Okuda, K. Ogata, K. Aoki und Y. Sugawara, Phys. Rev. **58**, 578, 1940.
30) T. Okuda, K. Ogata, H. Kuroda, S. Shima und S. Shindo, Phys. Rev. **59**, 104, 1941.
31) T. Okuda und K. Ogata, Phys. Rev. **60**, 690, 1941.
32) E. Pollard und C. J. Brasefield, Phys. Rev. **50**, 296, 890, 1936.
33) P. Scherrer, P. Huber und J. Rossel, Helv. Phys. Acta **14**, 314, 618, 1941.
34) H. Staub und W. E. Stephens, Phys. Rev. **55**, 131, 1939.
35) H. Staub und H. Tatel, Phys. Rev. **58**, 820, 1940.
36) E. Valley, Phys. Rev. **57**, 945, 1940.
37) W. Wahl, Naturwiss. **29**, 536, 1941.
38) W. Wahl, Finska Kemistsamfundets Medd. **51**, 7, 1941.
39) W. Wahl, Soc. Sci. fenn., comm. phys.-math. **11**, Nr. 4, 1941.
40) W. Wahl, Suomen Kemistiseuran Tiedonantoja **50**, 10, 1941.
41) J. H. Williams, W. G. Shepherd und R. O. Haxby, Phys. Rev. **52**, 390, 1937.

Berlin-Dahlem, Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie, März 1943.

(Eingegangen 26. März 1943)

ABHANDLUNGEN

Fresnelsche Beugung im Elektronenmikroskop

Von H. Boersch

Mit Tafel VI–IX

Inhalt

Einleitung – Theoretische Grundlagen – Fraunhofersche und Fresnelsche Beugung – Beugungsfigur der Halbebene, Kohärenz- und Auflösungsbedingung – Experimentelle Einzelheiten – Ergebnisse: Beugung an der Halbebene; Beugung am Streifen; besondere Beobachtungen – Bedeutung der Fresnelschen Beugungserscheinungen – Welle-Korpuskel – Zusammenfassung.

Die grundlegenden Ideen de Broglies haben den in der Optik bestehenden Dualismus zwischen der Quanten- und Wellenauffassung auch auf die Materie übertragen und der Teilchenmechanik eine Wellenmechanik an die Seite gestellt. Wenn man von der experimentellen Bestätigung mehr oder weniger entfernter Konsequenzen absieht, gelten heute die Beugungserscheinungen als der unmittelbare und anschauliche Beweis für die Wellennatur des Lichts und der Materie.

Der Nachweis von Beugungserscheinungen mit Materiestrahlen wurde bisher nach der Fraunhoferschen Methode durch Streuung von Elektronen an Kristallgittern geführt. Fresnelsche Beugungserscheinungen von Materiestrahlen konnten dagegen erst vor kurzem[1]) mit dem Elektronenschattenmikroskop[2]) nachgewiesen werden, da, abgesehen von der Fragestellung, die notwendigen experimentellen Voraussetzungen in Gestalt der heutigen Elektronenoptik fehlten.

Nachdem dieser Nachweis erbracht war, wurde darauf hingewiesen[3]), daß auch im Elektronenmikroskop bei „unscharfer" Einstellung Fresnelsche Beugungserscheinungen auftreten müssen, und eine Abschätzung der Anzahl der auftretenden Maxima in Abhängigkeit von Auflösungsvermögen und Beleuchtungsapertur gegeben. Kurz darauf vermutete Hillier[4]), daß Randstreifen, die er in „scharf" eingestellten Abbildungen beobachtete und die er auf die Wirkung der sphärischen Aberration des Objektivs zurückführte, als eine Art Fresnelsche Beugung aufzufassen seien. Die vorliegende Untersuchung befaßt sich nicht mit diesen Erscheinungen, sondern mit dem Nachweis des Auftretens Fresnelscher Beugungserscheinungen im Elektronenmikroskop bei ausgesprochen extrafokaler Einstellung und mit ihren besonderen Eigenschaften. Auf die Bedeutung dieser Beugungserscheinungen wird am Schluß dieser Untersuchung eingegangen.

1) H. Boersch, Naturwiss. **28**, 709, 1940.
2) H. Boersch, Zeitschr. f. techn. Physik **20**, 346, 1939.
3) H. Boersch, Naturwiss. **28**, 711, 1940.
4) J. Hillier, Phys. Rev. **58**, 842, 1940.

Theoretische Grundlagen

Die Theorie der Beugungserscheinungen auf der Grundlage der Wellenauffassung hat zu zwei Deutungsmöglichkeiten geführt, die hinsichtlich ihrer Resultate, wenigstens im Bereich der hier allein interessierenden kleinen Streuwinkel, äquivalent sind.

In der Kirchhoffschen Theorie[5]) erscheint die Erregung im Beobachtungsort als ein Flächenintegral:

$$u_P = \frac{i \cdot \cos\vartheta}{\lambda} \int \frac{e^{-ikr_0}}{r_0} \cdot \frac{e^{-ikr}}{r}\, d\sigma, \quad \vartheta \ll 1, \quad (1)$$

das über die beugende Öffnung zu erstrecken ist. Dieses Integral stellt nichts anderes als die mathematische Formulierung des Huygens-Fresnelschen Prinzips dar. Nach dieser Vorstellung gehen von jedem Flächenelement der beugenden Öffnung kohärente Kugelwellen $\left(\frac{e^{-ikr}}{r}\right)$ aus, die sich im Aufpunkt überlagern. Die Amplitude jeder dieser Kugelwellen ist gegeben durch die Erregung $\left(\frac{e^{-ikr_0}}{r_0}\right)$, die eine von der Lichtquelle ausgehende Kugelwelle in dem emittierenden Flächenelement erzeugt.

In der Sommerfeldschen Theorie[6]) der Beugung an der Halbebene wird dagegen gezeigt, daß die Beugung als Interferenzerscheinung einer von der Kante ausgehenden Beugungswelle, der Randwelle, und des durch die beugende Öffnung geometrisch-optisch begrenzten primären Strahlenbündels, des Primärbündels, aufgefaßt werden kann. Dementsprechend gilt im Bereich des geometrisch-optischen Schattens die Gleichung der Randwelle (in diesem Spezialfall einer Zylinderwelle):

$$_{III}u = -\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\lambda}{r}} \cdot \frac{1}{\vartheta} \cdot e^{-i\left(kr+\frac{\pi}{4}\right)} \quad (0 < \vartheta \ll 1), \quad (2)$$

5) G. Kirchhoff, Wied. Ann. **18**, 663, 1883; vgl. auch M. v. Laue, Handb. d. Exper.-Physik, Bd. 18, S. 267, 1928.
6) A. Sommerfeld, Math. Ann. **47**, 317, 1896, und A. Sommerfeld, in: P. Frank und R. v. Mises, Braunschweig 1935, Bd. 2, Kap. 20.

während außerhalb des geometrischen Schattens eine Überlagerung der Randwelle mit der ebenen Welle eintritt, die von der unendlich weit entfernten Lichtquelle stammt[7]):

$$\left.\begin{aligned} \Pi^{u} = e^{-ikr\cdot\cos\vartheta} + \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\lambda}{r}}\cdot\frac{1}{\vartheta}\cdot e^{-i\left(kr+\frac{\pi}{4}\right)} \\ (0<\vartheta\ll 1)\,. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Die Beugungswelle besitzt demnach bei „innerer" und „äußerer" Beugung (Beugung innerhalb und außerhalb des Schattenraums) gleiche Amplitude, die mit wachsendem Ablenkwinkel kontinuierlich abnimmt. Rubinowicz[8]) zeigte später durch Umformung der Kirchhoffschen Gleichung, daß die Beugungserscheinung jeder beliebig geformten Öffnung als Interferenzerscheinung des Primärbündels und der von den Rändern ausgehenden Beugungswellen, der Randwellen, aufgefaßt werden kann.

Diese Auslegung der mathematischen Formulierung ist deshalb von besonderem Interesse, als sie die Beugungserscheinung als das Resultat nur weniger, von einzelnen Punkten oder Linien ausgehenden Wellen deutet. Hierdurch wird die Entstehung der Beugungserscheinungen außerordentlich anschaulich, im Gegensatz zur Kirchhoffschen bzw. Huygens-Fresnelschen Betrachtungsweise, deren Resultate wegen der Überlagerung zahlreicher, im Grenzfall unendlich vieler Kugelwellen unanschaulich und oft sogar unverständlich bleiben. Der Elektronenoptik ist die Auslegung Sommerfelds, die von geometrisch-optischen Vorstellungen Gebrauch macht, deshalb noch besonders angemessen, weil dort der Übergang zwischen der Wellen- und Teilchen- bzw. Strahlenauffassung sehr geläufig ist.

Der direkte Nachweis des Auftretens von Randwellen ist durch die Dunkelfeldabbildung von Rändern für Licht[9]) schon vor längerer Zeit erbracht worden und konnte in einer kürzlich erschienenen Arbeit jetzt auch für Elektronen[10]) geführt werden. Infolge der von den Rändern ausgehenden Licht- oder Elektronenwellen werden diese als leuchtende Streifen abgebildet. Aus diesen Dunkelfeldabbildungen ergibt sich in Übereinstimmung mit der Sommerfeldschen Theorie, daß die von geraden Kanten ausgehenden Randwellen Eigenschaften von Zylinderwellen besitzen, deren Intensität mit dem Ablenkwinkel abnimmt. Abweichend von den Resultaten der Lichtoptik, in denen infolge eines vernachlässigten Gliedes in den Gleichungen (2) und (3) und infolge einer Art von Reflexion an dicken Kanten bei größeren Streuwinkeln die äußere Beugung intensiver als die innere wird, überwiegt nach diesen Versuchen in der Elektronenoptik die innere Beugung die äußere schon bei sehr kleinen Streuwinkeln erheblich.

Fraunhofersche und Fresnelsche Beugung

Der Unterschied der Fraunhoferschen und Fresnelschen Beugungserscheinungen wird durch die Art ihrer Beobachtung verursacht. Zur Beobachtung von Fraunhoferschen Beugungserscheinungen sind Lichtquelle und Beobachter unendlich weit vom beugenden Objekt entfernt; Beugung und Beobachtung erfolgen also mit parallelen Wellenflächen. Diese Bedingungen sind im Fall Fresnelscher Beugungserscheinungen nicht erfüllt. Die Fraunhofersche Beugung stellt demnach nur eine spezielle Form der allgemeineren Fresnelschen dar.

In der Kirchhoffschen Theorie, in der eine Entwicklung nach Potenzen der reziproken Abstände durchgeführt wird, sind daher die Fraunhoferschen Beugungserscheinungen durch die erste Näherung dieser Entwicklung definiert, während die Fresnelschen Beugungserscheinungen die Berücksichtigung der zweiten Näherung erfordern.

In der Theorie von Sommerfeld bzw. Rubinowicz offenbart sich der Unterschied beider Beugungsmethoden darin, daß in der Fresnelschen Anordnung die Überlagerung der Randwellen unter sich und mit der primären Strahlung beobachtbar ist, während in der Fraunhoferschen Anordnung nur die Beobachtung der Überlagerung allein der Randwellen möglich ist. Dieser Unterschied wird durch die hier noch nicht erwähnte, zumindest jedoch für alle Fraunhoferschen Beugungserscheinungen zutreffende Bedingung verursacht, daß die beugende Öffnung endliche Größe besitzt. Infolgedessen wird in der Fraunhoferschen Anordnung die Durchstoßungsfigur der primären Lichtwelle mit der Beobachtungsebene im Grenzfall beliebig klein im Vergleich zur Überlagerungsfigur der Randwellen, während sie in der Fresnelschen Anordnung endliche Größe aufweist. In der Fresnelschen Anordnung wird also das durch Beugungserscheinungen veränderte Schattenbild des Gegenstandes beobachtet.

Das Elektronenschattenmikroskop stellt demnach eine typische Anordnung zur Erzeugung

7) Die hier wiedergegebenen Gleichungen stellen eine Vereinfachung der Sommerfeldschen Resultate für kleine Winkel dar.

8) A. Rubinowicz, Ann. d. Phys. **53**, 258, 1917; **73**, 239, 1924.

9) Vgl. z. B. E. Maey, Wied. Ann. **49**, 69, 1893, und S. Banerji, Phil. Mag. **37**, 112, 1919.

10) H. Boersch, Physik. Zeitschr. **44**, 32, 1943.

Fresnelscher Beugungserscheinungen dar. Mit diesem Instrument wurden übrigens die ersten Fresnelschen Elektronenbeugungserscheinungen erhalten.

Auch im normalen Licht- oder Elektronenmikroskop treten bei unscharfer Einstellung des Objekts Fresnelsche Beugungserscheinungen in der Bildebene auf. Das Mikroskop bildet in diesem Fall die Lichtverteilung der Fresnelschen Beugungserscheinungen ab, die wegen des geringen Abstandes Objekt-Dingebene in der zur Bildebene konjugierten Dingebene entstehen. Nach Fig. 1 *a*, *i* ergibt sich für die beiden

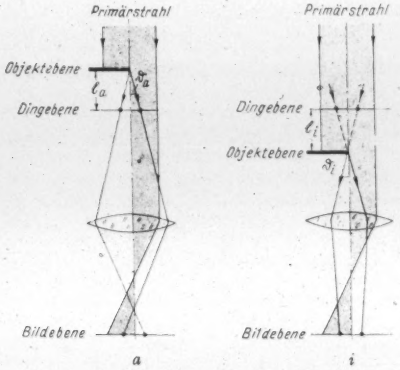


Fig. 1. Extrafokale Abbildung der Halbebene in Stellung „*a*" und „*i*" zur Dingebene.

Möglichkeiten (*a* bzw. *i*) der Stellung der Halbebene zur Dingebene, daß in Stellung *a* die äußere, in Stellung *i* die innere Beugung mit der direkten Strahlung interferiert. In beiden Fällen wird also die reelle bzw. „virtuelle" Beugungsfigur in der Dingebene durch das Mikroskop vergrößert abgebildet.

Beugungsfigur der Halbebene, Kohärenz- und Auflösungsbedingung

Unter den Fresnelschen Beugungserscheinungen nimmt die Beugungsfigur der Kante eine besonders übersichtliche Stellung ein, da ihre Beugungserscheinung unabhängig von irgendwelchen speziellen geometrischen Dimensionen des Streukörpers ist; im Gegensatz z. B. zur Beugung am Spalt, dessen Beugungsfigur außer von den Abständen der Lichtquelle und des Beobachters noch von der Spaltbreite abhängt. Der Abstand der Beugungsmaxima der Halbebene, die sich nur außerhalb des geometrischen Schattens ausbilden, ist durch die Beziehung:

$$x = \sqrt{\lambda\left(\frac{l^2}{a} + l\right)\left(n - \frac{1}{4}\right)} \qquad n = 1, 3, 5, \ldots \quad (4)$$

gegeben (vgl. Fig. 2).

Durch die im Vergleich zum Licht etwa um vier Zehnerpotenzen kürzere Wellenlänge der Elektronen wird die schon im Licht geringe Ausdehnung der Beugungserscheinungen wesentlich verkleinert. In den Fraunhoferschen Elektronenbeugungserscheinungen kann dieser Einfluß durch Übergang zu Kristallgittern, also durch kleinere Objekte, wieder ausgeglichen werden. Diese Möglichkeit ist im speziellen Fall der

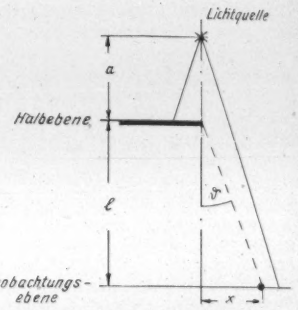


Fig. 2. Beugung an der Halbebene.

Beugung an der Halbebene für die Fresnelsche Beugungsmethode nicht gegeben. Um dennoch mit Elektronenwellen die Beobachtung dieser Erscheinung durchführen zu können, ist entweder eine Vergrößerung der Beugungsfigur durch Abbildung im Elektronenmikroskop notwendig, oder es muß, wie etwa im Elektronenschattenmikroskop, der Abstand der Maxima nach Gleichung (4) durch Vergrößerung des Abstandsverhältnisses $\frac{l}{a}$ erhöht werden.

Den experimentell vorliegenden Bedingungen im Schattenmikroskop (Index *S*) und im Mikroskop (Index *M*) entsprechen folgende Beziehungen, die sich aus Gleichung (4) unter Berücksichtigung der Größenverhältnisse $\frac{a}{l} \ll 1$ bzw. $\frac{a}{l} \gg 1$ ergeben:

$$_S x = l\sqrt{\frac{\lambda}{a}\left(n - \frac{1}{4}\right)} \qquad (5a)$$

$$_M x = \sqrt{l \cdot \lambda\left(n - \frac{1}{4}\right)}. \qquad (5b)$$

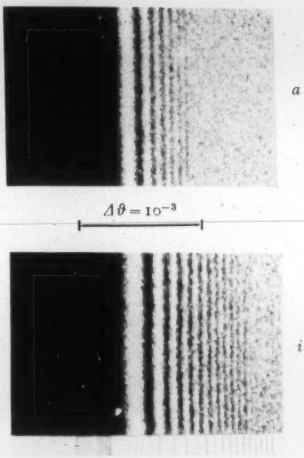


Fig. 3. Extrafokale elektronenoptische Abbildung der Halbebene (Platinfolie) in Stellung *a* und *i*. Vergrößerung der Beugungsfigur: $V_a = 111000 : 1$ und $V_i = 186000 : 1$; $l_a = 2{,}31 \cdot 10^{-2}$ cm; $l_i = 1{,}40 \cdot 10^{-2}$ cm; $\alpha_k = 1{,}56 \cdot 10^{-5}$; $\alpha_v = 1{,}86 \cdot 10^{-3}$; $U = 38$ ekV.

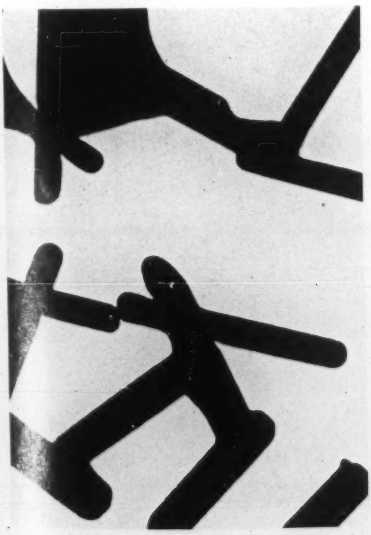


Fig. 6. „Scharfe" Abbildung von Zinkoxydkristallen bei größerer Beleuchtungsapertur ($\alpha_k = 2{,}8 \cdot 10^{-4}$). Das gleiche Objekt wie in Fig. 5.

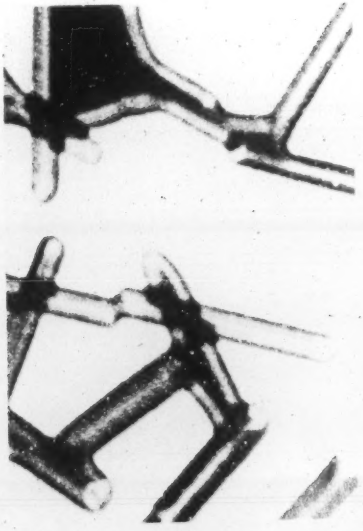


Fig. 7. Das gleiche Objekt bei gleicher Beleuchtungsapertur wie in Fig. 6. Extrafokale Abbildung in Stellung *a*.

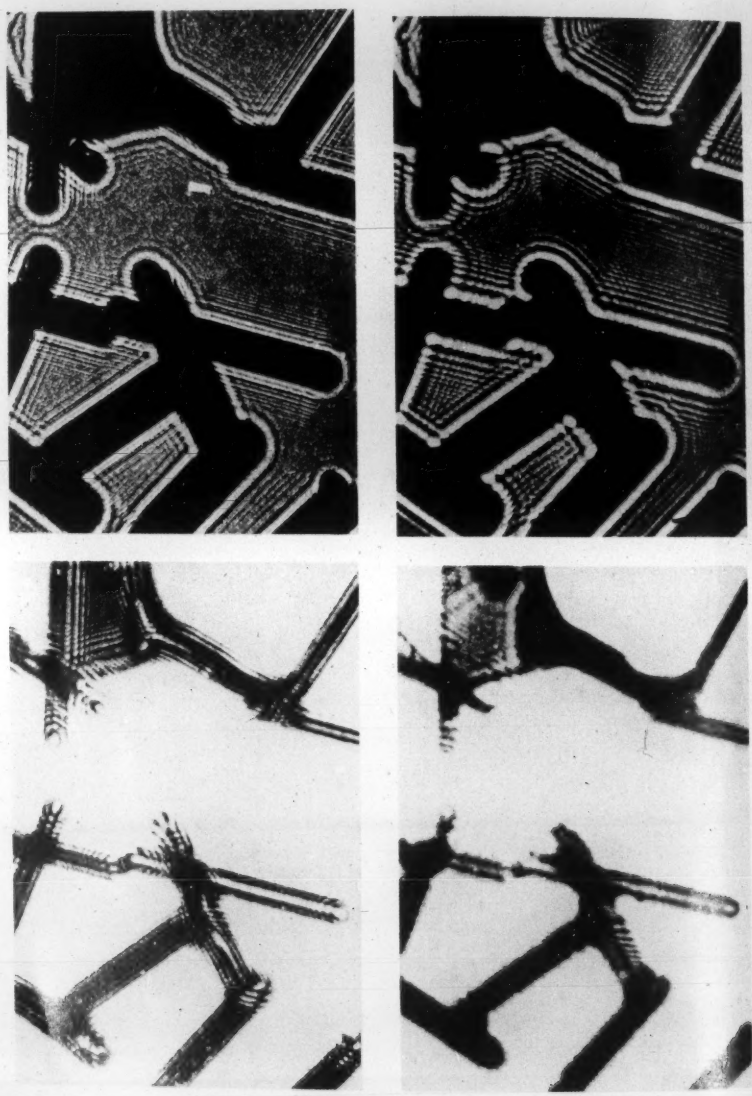


Fig. 5. Extrafokale elektronenoptische Abbildung von Streifen (Zinkoxydkristalle) in Stellung *a* und *i*. Vergrößerung der Beugungsfigur: $V = 87700 : 1$; $l_a = 1{,}56 \cdot 10^{-2}$ cm; $l_i = 1{,}77 \cdot 10^{-2}$ cm; $\alpha_0 = 1{,}56 \cdot 10^{-3}$; $\alpha_k = 1{,}56 \cdot 10^{-5}$. $U = 38$ ekV; *I* Kopie des „Nichtschattengebiets", *II* Kopie des „Schattengebiets".

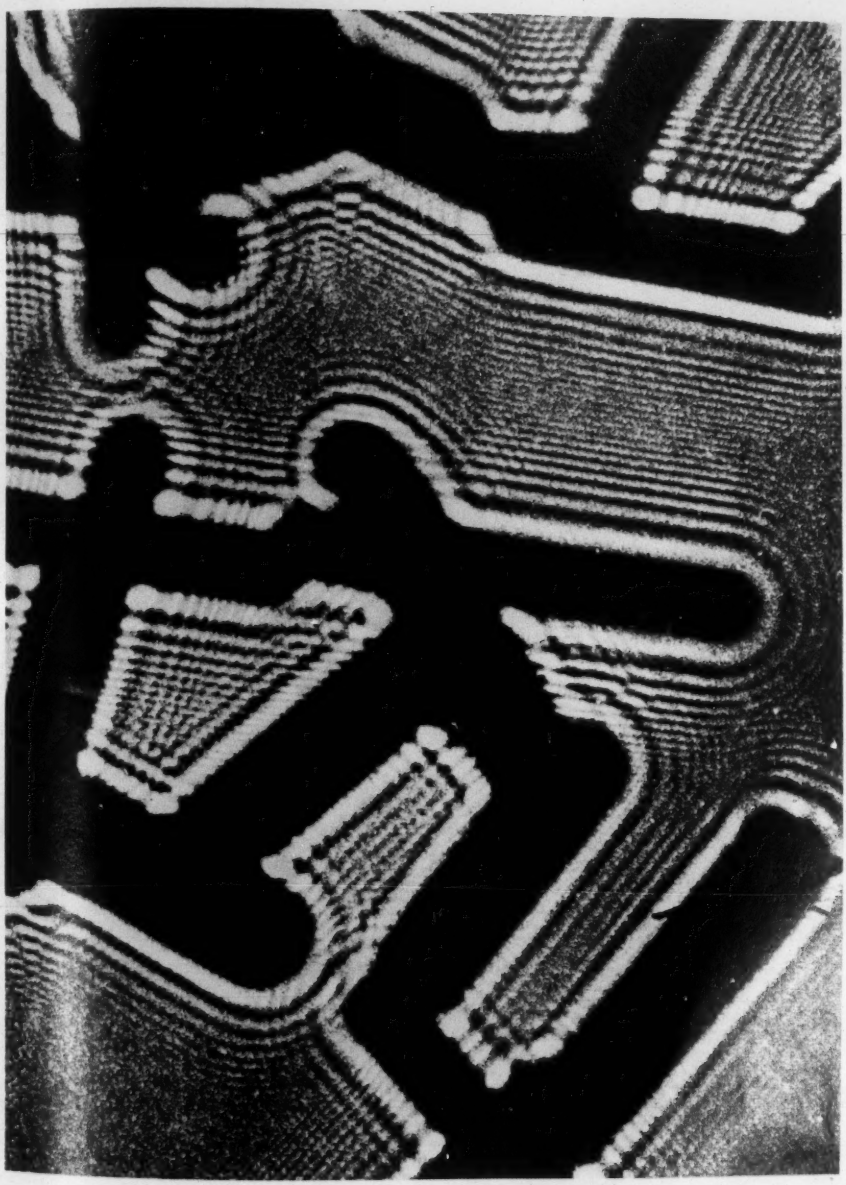


Fig. 8. Extrafokale Abbildung von Zinkoxydkristallen $V = 186000$ (Fig. 5 *i* in höherer Vergrößerung).

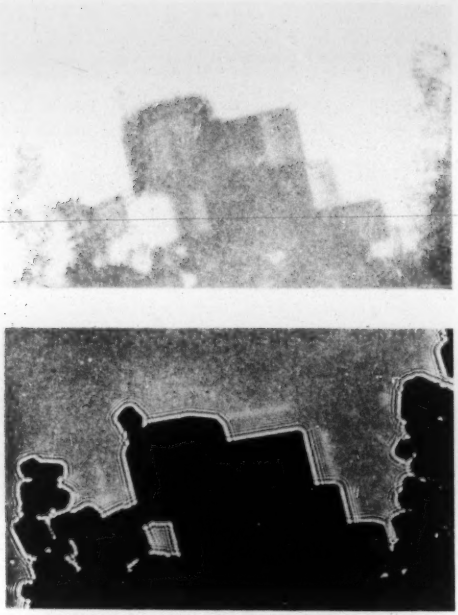


Fig. 9. Extrafokale elektronenoptische Abbildung von Magnesiumoxydkristallen in Stellung *a* und *i*. Vergrößerung der Beugungsfigur: $V = 33500 : 1$; $l_a = 3{,}27 \cdot 10^{-2}$ cm; $l_i = 1{,}95 \cdot 10^{-2}$ cm; $\alpha_k = 1{,}56 \cdot 10^{-5}$.

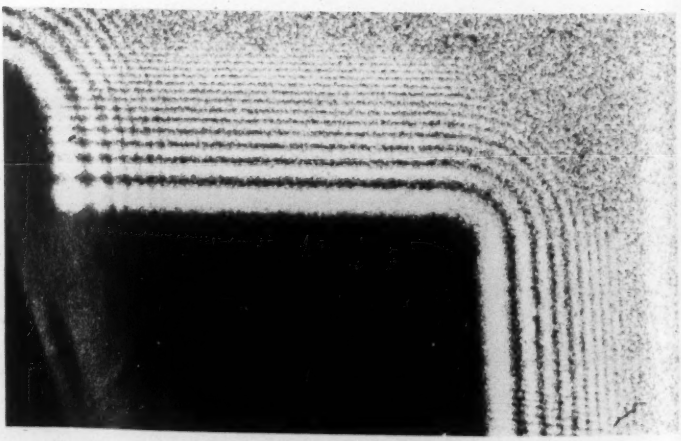


Fig. 10. Ausschnitt aus Fig. 9 *i* in höherer Vergrößerung: $V = 183000 : 1$.

Der Abstand Δx_n zweier aufeinanderfolgender Maxima x_{n+2} und x_n ist also für große n:

$$\Delta_S x_n = l\sqrt{\frac{\lambda}{a \cdot n}} \qquad (6a)$$

$$\Delta_M x_n = \sqrt{\frac{l \cdot \lambda}{n}}. \qquad (6b)$$

Damit nun eine getrennte Beobachtung zweier aufeinanderfolgender Maxima möglich wird, müssen die Kohärenz- und Auflösungsbedingungen erfüllt sein.

Die Kohärenzbedingung folgt aus der Überlegung, daß zwei aufeinanderfolgende Maxima dann noch getrennt werden, wenn die Verschiebung des Interferenzsystems Δx_{inkoh}, die der Verschiebung einer idealen, punktförmigen Lichtquelle um den Durchmesser d der reellen, ausgedehnten und von Punkt zu Punkt inkohärent strahlenden Lichtquelle entspricht, kleiner als der Abstand Δx_n der beiden Maxima ist:

$$\Delta x_{\text{inkoh}} = \frac{l}{a} \cdot d < \Delta x_n. \qquad (7)$$

Hieraus folgt:

$$_S n < \frac{\lambda \cdot a}{d^2}. \qquad (8a)$$

Im Fall des Übermikroskops wird zweckmäßig an Stelle der Ausdehnung der Lichtquelle d und ihres Abstandes a vom Objekt die Beleuchtungsapertur $\alpha_k = \frac{d}{2a}$ eingeführt:

$$_M n < \frac{\lambda}{4 \cdot l \cdot \alpha_k^2}. \qquad (8b)$$

Wegen des endlichen Auflösungsvermögens der jeweiligen Anordnung sind beliebig kleine Abstände der Maxima nicht beobachtbar. Dieser Auflösungsbedingung kann daher in den Gleichungen (6), (7) dadurch Rechnung getragen werden, daß der Abstand noch getrennter Maxima Δx_n größer als das Auflösungsvermögen d_0 gesetzt wird:

$$d_0 < \Delta x_n. \qquad (9)$$

Für einen überzeugenden und gute Vermessungsmöglichkeiten bietenden Nachweis der Fresnelschen Beugungserscheinungen ist die Beobachtung einer möglichst großen Zahl getrennter Maxima wünschenswert. Unter Berücksichtigung des in jeder Anordnung begrenzten Auflösungsvermögens ist dies wegen der Kohärenzbedingung im Elektronenmikroskop durch Verringerung der Beleuchtungsapertur und im Schattenmikroskop durch Verkleinerung der Elektronenquelle möglich.

Experimentelle Einzelheiten

Das elektronenoptische System, mit dem diese Untersuchung durchgeführt wurde, bestand aus zwei kurzbrennweitigen elektrostatischen Einzellinsen und wurde in einer vor kurzem erfolgten Mitteilung[11]) eingehender beschrieben. Mit Hilfe der beiden Linsen konnte entweder eine elektronenoptisch vergrößerte Abbildung des Objekts oder seiner Fresnelschen Beugungsfigur im Verhältnis 6000 : 1, oder eine verkleinerte Abbildung der Anodenblende im Verhältnis 1 : 2500 durchgeführt werden. Das Bild der Anodenblende dient im Fall der schattenmikroskopischen Anordnung als Elektronenquelle.

Im Elektronenmikroskop wird $n < 1$ für eine übliche Beleuchtungsapertur von $\alpha_k = 10^{-3}$, ein Auflösungsvermögen von $d_0 = 50$ Å und eine Wellenlänge $\lambda = 5 \cdot 10^{-10}$ cm. Maxima und Minima der Fresnelschen Beugungserscheinungen sind also bei diesen Werten nicht oder allenfalls nur andeutungsweise zu erkennen. Die Beleuchtungsapertur mußte daher erheblich herabgesetzt werden. Die kleinste Beleuchtungapertur, mit der in dieser Untersuchung gearbeitet wurde, hatte einen Wert von $\alpha_k = 1{,}56 \cdot 10^{-5}$. Mit dieser radikalen Verringerung ist selbstverständlich eine entsprechende Verringerung der Beleuchtungsintensität (proportional dem Quadrat der Beleuchtungsapertur!) verbunden, die zu einer entsprechenden Verlängerung der Belichtungszeit führt. Mit der Belichtungszeit wächst aber die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Störungen durch Erschütterungen, elektrische Überschläge, Aufladungen usw. Die Güte der Aufnahmen (Fig. 3, 5 ... 10) bei Belichtungszeiten von einer Minute gegenüber einigen Sekunden bei den üblichen Beleuchtungsaperturen ($\alpha_k \sim 10^{-3}$) ist ein Hinweis auf das störungsfreie Arbeiten des Mikroskops. Diese im Verhältnis zu den geringen Beleuchtungsaperturen immerhin noch kurze Belichtungszeit ist auf die optimale Ausnutzung des Richtstrahlwertes der Kathode und die im Verhältnis zu anderen Übermikroskopen geringe elektronenoptische Vergrößerung zurückzuführen.

Da sich zwischen Anodenblende und Objekt kein Linsensystem befand, war die Beleuchtungsapertur allein durch das Verhältnis des Radius der Anodenblende zum Abstand Anodenblende-Objekt gegeben. Die angegebene Beleuchtungsapertur war daher nur durch Anodenblenden von 5 μ Durchmesser erzielbar. Um diese wegen ihrer geringen Stärke empfindlichen Anodenblenden aus Platinblech vor thermischer Überlastung

11) H. Boersch, Physik. Zeitschr. 43, 515, 1942.

durch Elektronenaufprall zu schützen, wurden sie durch eine unmittelbar davor befindliche Vorblende aus massivem Kupfer bis auf eine Öffnung von 0,3 mm Durchmesser abgedeckt. Außerdem war die Anodenblende in der verhältnismäßig großen Entfernung von etwa 25 mm von der Kathode angeordnet. Hierdurch wurde die spezifische Belastung so weit herabgesetzt, daß ein Durchschmelzen der Anodenblende selbst bei optimaler Bildhelligkeit sicher vermieden wurde. Andererseits hatte der große Abstand Kathode-Anodenblende einen sehr geringen Durchmesser des Elektronenstrahls im Objekt zur Folge, der eine äußerst sorgfältige Justierung des Beleuchtungssystems zur Erzielung maximaler Bildhelligkeit notwendig machte.

Auch die Apertur des Objektivs wurde durch Blenden (20 μ Durchmesser) auf $\alpha_0 = 1{,}86 \cdot 10^{-3}$ begrenzt. Das Auflösungsvermögen des Objektivs sollte nach quadratischer Fehlerüberlagerung des Beugungs- und des Öffnungsfehlerscheibchens etwa 55 Å betragen. Der Öffnungsfehler selbst war aus der Verzeichnung eines schattenmikroskopischen Bildes bestimmt worden[2)12)].

Ergebnisse

In Fig. 3, 5 ... 10 sind elektronenmikroskopische Aufnahmen verschiedener Objekte bei extrafokaler Einstellung unter Berücksichtigung der zwei für die Lage des Objekts zur Dingebene gegebenen Möglichkeiten *a* und *i* (vgl. Fig. 1 *a*, *i*) abgebildet. Diese Aufnahmen sollen im folgenden diskutiert werden.

Beugung an der Halbebene

Die Fig. 3 *i*, 3 *a* stellen die Fresnelschen Elektronenbeugungserscheinungen einer Halbebene aus Platinfolie dar. In Fig. 3 *i* ergibt sich aus dem kleinsten Abstand der Interferenzmaxima in hinreichender Übereinstimmung mit der Berechnung des Öffnungs- und Beugungsfehlers eine optimale Auflösung von etwa 60 Å. Auch aus anderen Aufnahmen bei extrafokaler Einstellung ergab sich der gleiche Wert. Diese Vermessung des Abstandes der Interferenzmaxima stellt eine besonders einfache Methode zur Bestimmung des Auflösungsvermögens dar. Ein Vergleich mit der üblichen Methode der Auflösungsbestimmung, die durch Abstandsmessung getrennter Bildpunkte eines reellen, scharf abgebildeten Objekts erfolgt, ist bisher nicht durchgeführt und ein bewertender Vergleich hinsichtlich der Güte der Objektive mit der nach der letzteren Methode durchgeführten Auflösungsbestimmung (80 Å) des elektrostatischen Mikroskops[13)] daher noch nicht am Platze.

Aus der Kondensorapertur und dem (aus der Entfernung der Maxima bestimmten) Abstand Objekt-Dingebene $l_i = 1{,}40 \cdot 10^{-2}$ cm ergibt sich nach der Kohärenzbeziehung (8b) die Zahl der Maxima zu $N = \frac{n+1}{2} = 24$, nach der Auflösungsbeziehung (9) zu $N = 13$. In diesem Fall begrenzt daher die Auflösungsbedingung die Zahl der Maxima. In Fig. 3 *i* wurden etwa 13 bis 15 Maxima festgestellt, so daß auch hier ausreichende Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment besteht.

Eine genaue unmittelbare Abstandsbestimmung Objekt-Dingebene erfolgte im Elektronenmikroskop wegen Meßschwierigkeiten (im Gegensatz zu den früheren schattenmikroskopischen Beugungsaufnahmen) nicht; jedoch konnte dieser Wert zu ungefähr $1{,}5 \cdot 10^{-2}$ cm geschätzt werden, ebenfalls in hinreichender Übereinstimmung mit dem obigen, aus dem Abstand der Maxima errechneten Wert. Außerdem wurde die nach Gleichung (5b) sich ergebende Skala der Abstände der Maxima unter Berücksichtigung des Wertes $l_i = 1{,}40 \cdot 10^{-2}$ cm unterhalb der Beugungsfigur angebracht. Abweichungen der Lage der Maxima zwischen dem ersten und zwölften Maximum, die für die Abstandsbestimmung (l_i) benutzt waren, konnten innerhalb der Meßgenauigkeit nicht festgestellt werden. Mit diesen Übereinstimmungen ist der Nachweis des Auftretens Fresnelscher Beugungserscheinungen im Mikroskop bei extrafokaler Einstellung auch für Elektronen erbracht. Während im Schattenmikroskop bisher nur fünf Maxima beobachtet werden konnten, wirkt hier der Nachweis durch das Auftreten von mehr als 13 Maxima besonders überzeugend.

Während in Stellung *i* die Zahl der beobachteten Maxima in Übereinstimmung mit der Kohärenz- bzw. der Auflösungsbeziehung gefunden wurde, konnte eine derartige Übereinstimmung für die Stellung *a* (Fig. 3 *a*) nicht konstatiert werden. Nach der Kohärenzbeziehung, die in diesem Fall die untere Grenze für das Auftreten der Maxima ergibt, müßten nämlich mehr als doppelt soviel Maxima in Erscheinung treten, als die Beobachtung ergibt. Nach Fig. 1 *i* kommt die Beugungsfigur der Fig. 3 *i* durch Interferenz der inneren Beugung mit der Primärstrahlung zustande, während nach Fig. 1 *a* die Maxima der Fig. 3 *a* durch Interferenz der äußeren Beugung mit der Primärstrahlung entstehen. Nun wurde, wie schon erwähnt, in einer voran-

12) H. Boersch, Jahrb. d. AEG.-Forschung **7**, 34, 1940.

13) H. Mahl, Jahrb. d. AEG.-Forschung **7**, 43, 1940.

gegangenen Untersuchung[10]) mit Hilfe der Dunkelfeldmethode festgestellt, daß die Intensitätsabnahme der äußeren Beugung mit wachsendem Beugungswinkel schneller als die der inneren Beugung erfolgt. Schon bei Streuwinkeln, die nur größenordnungsmäßig zu etwa 10^{-3} geschätzt werden konnten, übertrifft die innere Beugungsintensität die äußere ganz wesentlich. Infolgedessen nehmen im Fall *a* die Kontraste schneller ab als im Fall *i*, wodurch sich die geringere Zahl der Maxima in Fig. 3 *a* ohne Zwang erklärt.

Aus diesen extrafokalen Abbildungen der Halbebene könnte man jetzt quantitative Aussagen über den Intensitätsverlauf der inneren und äußeren Randbeugung gewinnen. Für die weiteren Betrachtungen ist es jedoch nur wichtig, daß nach Fig. 3 *a* eine Wirkung der äußeren Beugung in Form der Ausbildung von Maxima nur bis zu Winkeln von etwa höchstens $5 \cdot 10^{-4}$ festzustellen ist. Zum besseren Vergleich der Streuwinkelabhängigkeit ist die bei einem größeren Abstand Objekt-Dingebene gewonnene Fig. 3 *a* auf solche Endvergrößerung gebracht worden, daß gleichen Streuwinkeln in den Fig. 3 *i* und 3 *a* etwa gleiche Strecken entsprechen.

Die Wirkung der inneren Beugung dürfte sich dagegen sicher über einen größeren Winkelbereich, als durch die Maxima der Fig. 3 *i* angedeutet wird, erstrecken, da das Verschwinden der Maxima in diesem Fall mit der Nichterfüllung der Auflösungsbedingung (9) zusammenfällt. Mit der Dunkelfeldmethode wurden ja auch Randwellen bis zu Beugungswinkeln von etwa $5 \cdot 10^{-3}$ vermessen. Für sehr kleine Streuwinkel in unmittelbarer Nähe der Schattengrenze ($\vartheta \sim 10^{-4}$) scheinen dagegen nach der Dunkelfeld- und der „Beugungs"-methode innere und äußere Beugung von angenähert gleicher Intensität zu sein. Bei einem Vergleich der Dunkelfeld- mit der Beugungsmethode ist allerdings zu berücksichtigen, daß die Meßgenauigkeit der Winkelabhängigkeit nach der Dunkelfeldmethode wegen der endlichen Größe des zur Abbildung beitragenden Winkelbereichs $2(\alpha_0 + \alpha_k)$ bei kleinen Beugungswinkeln nur sehr gering ist.

Beugung am Streifen

In den Fig. 5 ... 8 sind elektronenmikroskopische Aufnahmen von freitragenden Zinkoxydkristallen aus dem Rauch des Zinklichtbogens wiedergegeben. Diese Aufnahmen stammen sämtlich von dem gleichen Objektausschnitt, sind jedoch zum Teil unter verschiedenen in den Abbildungen angegebenen Bedingungen gewonnen. Da der Schwärzungsumfang der Wiedergaben wesentlich geringer als der der Originalaufnahmen ist, wurden in den Fig. 5 *a*, *i* von den gleichen Bildausschnitten der Originalaufnahmen die mit *I* und *II* bezeichneten Kopien verschiedener Schwärzungsbereiche abgebildet.

Während die den Stellungen *i* und *a* entsprechenden Abbildungen der Halbebene Fig. 3 *i* und 3 *a* sich nur in der Intensität der Maxima, nicht aber in ihrer relativen Lage unterscheiden, ist der Unterschied auch in dieser Hinsicht bei der Abbildung von „Streifen", den Zinkoxydkristallen, sehr auffällig (vgl. Fig. 5 *a*, *i*), obwohl sie in etwa gleichem Abstand des Objekts von der Dingebene ($l_a = 1{,}56 \cdot 10^{-2}$cm, $l_i = 1{,}77 \cdot 10^{-2}$cm) gewonnen sind[14]).

Diese zunächst überraschende Erscheinung findet ihre Erklärung ebenfalls in der schon erwähnten Intensitätsbevorzugung der inneren vor der äußeren Beugung.

Zur Veranschaulichung sind in Fig. 4 die Überlagerungsverhältnisse der Rand- und Primärwellen in der Dingebene, wie sie sich für einen Beobachter in der Bildebene ergeben, dargestellt unter Fortlassung des in diesem Fall uninteressanten Strahlverlaufs in und hinter der Linse (vgl. Fig. 1 und S. 204).

In Stellung *i* eines Streifens interferiert im Nichtschattenraum *N* der Dingebene (Fig. 4 *i*) die innere Streuung der Kante 1 mit der äußeren Streuung der Kante 2 und mit der Primärstrahlung. Da nach Fig. 4 *i*: $\vartheta_{2a} > \vartheta_{1i}$, und nach den geometrischen Dimensionen der Fig. 5 *i* und 6: $\vartheta_{2a} \geq 3{,}5 \cdot 10^{-4}$ ist, überwiegt in dem Raum *N* die Streuung der Kante 1 bei weitem die der Kante 2. Die Beugungsfiguren der Streifen der Fig. 5 i_I stimmen daher im Nichtschattengebiet weitgehend mit der Beugungsfigur der Halbebene überein.

In Stellung *a* eines Streifens interferiert im Nichtschattenraum *N* der Dingebene (Fig. 4 *a*) die äußere Streuung der Kante 1 mit der inneren Streuung der Kante 2 und mit der Primärstrahlung. Da nach Fig. 4 *a* und nach den geometrischen Dimensionen der Fig. 5 *a* und 6: $\vartheta_{2i} \ll 5 \cdot 10^{-3}$, ist, darf in dem Raum *N* die Streuung der Kante 2 gegenüber der der Kante 1 nicht vernachlässigt werden. Die Beugungsfiguren der Streifen der Fig. 5 a_I weichen aus diesem Grunde im Nichtschattengebiet erheblich von der Beugungsfigur der Halbebene ab.

14) Die Bestimmung der Abstände Dingebene-Objekt erfolgte auch hier aus den Teilen der Beugungsfiguren, die der Beugung an der Halbebene nach Gleichung (5b) entsprechen. Kleinere Verschiebungen etwa um den Betrag $l_i - l_a$ ändern übrigens den charakteristischen Unterschied der beiden Aufnahmen 5 *a*, *i* nicht.

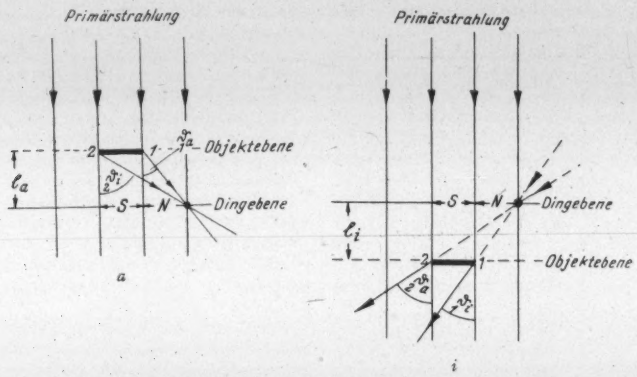


Fig. 4. Extrafokale Abbildung des Streifens in Stellung *a* und *i*.

Im Schattenraum *S* des Streifens (Fig. 4 *a*, *i* und 5 *a*, 5 *i*) interferiert in Stellung *i* die äußere, in Stellung *a* die innere Streuung der beiden Kanten miteinander. Die stärkere Aufhellung im geometrischen Schattengebiet der Stellung *a* findet daher ebenfalls durch die größere Intensität der inneren Streuung ihre Aufklärung. Tatsächlich sind die Aufhellungen im Schattenraum *S* in Stellung *i* wesentlich stärker ausgeprägt, als aus dem Vergleich der beiden Aufnahmen 5 i_{II} und 5 a_{II}, die aus Gründen der Wiedergabe in verschiedener Weise kopiert wurden, hervorgeht. Die Intensitätsdifferenzen der Aufhellungen im Schattengebiet der Streifen entsprechen den beiden Stellungen *i* und *a*, also den Intensitätsdifferenzen der inneren und äußeren Beugung. Die in der Mitte der Schatten der Kristallnadeln verlaufende helle Linie entspricht vollkommen der aus der Lichtoptik bekannten Poissonschen Linie. Sie tritt immer auf, wenn eine Symmetriegerade durch das Objekt gezogen werden kann.

Zum Vergleich mit den bisher besprochenen Abbildungen bei unscharfer Einstellung und geringer Beleuchtungsapertur sind in Fig. 6 und 7 zwei Aufnahmen bei scharfer und unscharfer Einstellung und größerer Beleuchtungsapertur beigefügt. Die in Fig. 7 auch bei großer Beleuchtungsapertur auftretenden Aufhellungen im Schattenbereich der Kristallnadeln sind an sich und wegen der Asymmetrie ihres Auftretens hinsichtlich der Objektstellung (*a*, *i*) zur Dingebene sehr auffällig. Sie können jetzt ohne weiteres auf Fresnelsche Beugungserscheinungen in Gemeinschaft mit der Intensitätsasymmetrie der inneren und äußeren Beugung zurückgeführt werden.

Besondere Beobachtungen

Während in den bisherigen Beugungsfiguren von Halbebenen aus Platin und Zinkoxyd eine kontinuierliche Abnahme der Intensität der Maxima mit dem Beugungswinkel, mithin auch eine kontinuierliche Abnahme der Intensität der inneren und äußeren Beugung beobachtet wurde, treten nach Fig. 9 *i*, *a* und 10 in Beugungsfiguren von Halbebenen aus Magnesiumoxyd Abweichungen von dieser Regel in Form ausgeprägter Intensitätsmaxima ein. Da sie in Stellung *i* im Nichtschattengebiet und in Stellung *a* im Schattengebiet auftreten, handelt es sich um Maxima der inneren Streuung. Da sie außerdem in Stellung *i* die Kontraste der Interferenzmaxima verstärken, sind sie auf kohärente Streuvorgänge zurückzuführen. Die Streuwinkel dieser Maxima der inneren Beugung variieren von Kristall zu Kristall in einem Bereich von 10^{-4} bis 10^{-3}. Außerdem scheint ihre Lage und Intensität von der Orientierung des Kristalls abzuhängen. Die Feststellung des Auftretens dieser Maxima scheint nur mit Hilfe der Beugungsmethode, dagegen nicht mit der Dunkelfeldmethode möglich zu sein, da der gleichzeitig zur Analyse gelangende Winkelbereich im Dunkelfeldmikroskop $2(\alpha_0 + \alpha_k)$ wohl immer den Wert $4 \cdot 10^{-3}$ übersteigt, also wesentlich größer als der Ablenkwinkel und die Breite der Maxima ($\sim 1{,}5 \cdot 10^{-4}$) ist.

Bedeutung der Fresnelschen Beugungserscheinungen

Auf die Bedeutung der Fresnelschen Beugungserscheinungen wurde teilweise schon in einer früheren Arbeit eingegangen. Die damals

erwähnten Ergebnisse müssen noch in einigen Punkten ergänzt werden.

1. „Die Beschreibung der Eigenschaften des Elektrons erfolgt auch in dieser Versuchsanordnung am einfachsten als de Broglie-Welle."[1]) Diese Aussage erstreckt sich nicht nur auf das Schattenmikroskop, sondern erwartungsgemäß jetzt auch auf die extrafokale Abbildung im normalen Mikroskop.

2. „Die Fresnelsche Beugungstheorie bzw. ihre Weiterführung durch Kirchhoff, Sommerfeld u. a. ist innerhalb der bisherigen Meßgenauigkeit ebenfalls für Elektronenwellen gültig."[1]) Selbstverständlich bezieht sich diese Aussage nur auf die damals allein vorgenommene Messung der geometrischen Lage der Maxima der Halbebene. Die Angaben der Theorie über ihre Intensitäten stimmen dagegen, wie aus der Anzahl der Maxima bei verschiedenen Stellungen (a, i) der Halbebene zur Dingebene, aus der Anordnung der Maxima bei der Beugung am Streifen und aus der Dunkelfeldabbildung hervorgeht, nicht mit der bisherigen Beugungstheorie überein. Die diesen Anomalien zugrunde liegende Intensitätsbevorzugung der inneren vor der äußeren Beugung kann durch die im Verhältnis zur Wellenlänge große Eindringtiefe der Elektronen verursacht sein, wahrscheinlich sind aber auch andere in der Sommerfeldschen Theorie nicht berücksichtigte Möglichkeiten der Wechselwirkung von Elektronen mit Materie infolge ihrer Ladung (z. B. Bildkraft, Aufladung der Kante u. ä.) beteiligt.

3. Wie in dieser Untersuchung (vgl. S. 206) ausgeführt wurde, können aus den Abständen noch getrennter Beugungsmaxima der Fresnelschen Beugungserscheinungen Anhaltspunkte über das Auflösungsvermögen des optischen Abbildungssystems gewonnen werden. Die Fresnelschen Beugungsfiguren in der Dingebene stellen in diesem Fall virtuelle Testobjekte zur Bestimmung des Auflösungsvermögens dar. Selbstverständlich brauchen im allgemeinen derartig extrem kleine Beleuchtungsaperturen wie in dieser Arbeit nicht benutzt werden; es werden vielfach die ersten Beugungsmaxima der Halbebene genügen (unter Voraussetzung hinreichend kleiner Abstände Objekt-Dingebene). Die notwendige Beleuchtungsapertur ergibt sich dann aus der Kohärenzbedingung (8b). Es können auch die Beugungsfiguren anderer Objekte, z. B. streifenförmiger Gebilde zur Auflösungsbestimmung herangezogen werden, die unter Umständen noch geringere Ansprüche an die Parallelität der Beleuchtung richten.

4. „Die besondere Bedeutung der Fresnelschen Beugungserscheinung der Kante besteht auch für die Elektronenoptik darin, daß der Abstand der Interferenzmaxima der Gleichung (4a) unabhängig von den geometrischen Dimensionen des Streukörpers ist, daß insbesondere submikroskopische Größen wie z. B. die Atomabstände in den bekannten Fraunhoferschen Beugungserscheinungen keine Rolle spielen. Infolgedessen wird die Bestimmung der Wellenlänge der Elektronen nach Gleichung (4a) auf die unmittelbare Messung der Abstände Elektronenquelle vom Objekt und der Interferenzmaxima untereinander zurückgeführt. Diese Tatsache ist deshalb so interessant, weil eine Bestimmung der Elektronenwellenlänge bisher nur über Fraunhofersche Beugungsversuche an Kristallgittern möglich war, deren maßgebende Gitterabstände, wenn auch äußerst genau, selbst erst wieder durch Beugungsversuche mit Röntgenstrahlen festgestellt werden mußten."[1]) Auch die Methode der (Fraunhoferschen) Beugung im divergenten Licht liefert Beugungserscheinungen, deren Auswertung hinsichtlich der Wellenlänge allein auf Grund makroskopischer geometrischer Messungen erfolgen kann[15]) [16]) und daher vom heuristischen Standpunkt von gleichem Interesse ist. Allerdings muß in diesem Fall das Objekt als durchstrahlbares, nicht verbogenes, submikroskopisches Raum- oder Stäbchengitter mit zwei parallelen und ebenen Begrenzungsflächen ausgebildet sein, während in der Fresnelschen Anordnung das undurchsichtige, mit einer geraden Kante versehene Objekt keine periodischen submikroskopischen Strukturen aufzuweisen braucht. Dafür werden im letzteren Fall aber auch höhere Ansprüche an die Apparatur gestellt.

5. Die Fresnelschen Beugungserscheinungen von streifenförmigen Gebilden (vgl. S. 207) stellen einen besonders eindrucksvollen Hinweis auf die Intensitätsbevorzugung der inneren vor der äußeren Beugung dar. Die Fresnelschen Beugungserscheinungen der Halbebene (vgl. S. 206) gestatten darüber hinaus eine genauere Bestimmung der Winkelabhängigkeit der inneren und äußeren Randbeugung, als es bei kleinen Ablenkwinkeln mit Hilfe der Dunkelfeldmethode möglich ist. Für die Auswertung der Beugungsaufnahmen in dieser Hinsicht ist zu beachten, daß im Schattenraum allein die Amplitude der Randwelle zur Geltung kommt, während im Nichtschattengebiet eine amplitudenmäßige Überlagerung der Randwelle mit der Primärwelle eintritt.

6. Eine unerwünschte Rolle spielen Fresnelsche Beugungserscheinungen in der normalen mikroskopischen Abbildung[3]). Bei extrafokaler

15) W. Kossel und G. Möllenstedt, Ann. d. Physik **36**, 113, 1939.
16) W. Kossel, Ann. d. Physik **40**, 17, 1941.

Einstellung vermögen sie dort Anlaß zu Bildinhalten geben, die keine Objektstruktur darstellen und deshalb falsche Deutungen herbeiführen können. Besonders leicht treten derartige „Bildfälschungen" auf, wenn die Scharfstellung schwer kontrollierbar ist, wie z. B. bei undurchsichtigen Objekten mit glatten Rändern (z. B. Kristallen), bei Objekten mit großer Tiefenausdehnung oder bei sehr durchsichtigen Objekten.

In diesen Fällen ist wegen der Kohärenzbeziehung (8b) besonderer Wert auf die Verwendung der höchstmöglichen Beleuchtungsapertur von der Größenordnung der wirksamen Objektivapertur zu legen. Während in der Lichtoptik Kontrastgründe oft gegen eine derartige Vergrößerung der Beleuchtungsapertur sprechen, spielen derartige Gründe in der Elektronenoptik keine Rolle, so daß also Bildfälschungen durch Fresnelsche Beugungserscheinungen allein schon aus diesem Grunde in der Elektronenoptik weniger leicht auftreten. Der Grund ist darin zu suchen, daß die Streuwinkel der kontrastbildenden Streuerscheinungen in der Elektronenoptik bisher sehr viel größer als die wirksamen Objektivaperturen sind. Sie sind deshalb größer, weil für die kontrastbildenden Streuvorgänge die Atomfelder oder die Atomabstände verantwortlich sind. Diese besitzen aber geometrische Dimensionen, die sehr viel kleiner sind als die auflösbaren Einzelheiten in den heutigen Elektronenmikroskopen, so daß entsprechend der Beugungsbeziehung das angegebene Verhältnis der Streuwinkel zu der Objektivapertur die Folge ist.

Um Bildfälschungen durch Fresnelsche Beugungserscheinungen zu erkennen und zu vermeiden, wird es vielfach angezeigt sein, eine Kontrolle durch Aufnahmen mit verschiedenen Objekteinstellungen durchzuführen. In manchen Fällen dürfte es auch zweckmäßig sein, das Objekt zusätzlich mit Einzelheiten zu beladen, die eine bessere Scharfstellung ermöglichen[17]).

Welle-Korpuskel

Schon vor den Ideen de Broglies und vor dem Eingreifen der Wellen- und Quantenmechanik gab es in der Lichtoptik den Dualismus zwischen der Quanten- und der Wellenauffassung. Um die Einheitlichkeit des theoretischen Standpunkts zu wahren, wurden damals mehrfach Versuche unternommen, Erscheinungen, die bis dahin als beweisend für die Wellennatur des Lichts angesehen wurden (wie z. B. die Beugungserscheinungen), mit Hilfe quantentheoretischer Vorstellungen zu deuten. Hier sind vor allem die Arbeiten von Duane[18]), Compton[19]), Epstein und Ehrenfest[20]) bemerkenswert.

Nach Duane und Compton können die Interferenzerscheinungen am Gitter etwa in folgender Weise berechnet werden[21]). Die „klassische" Quantenbedingung:

$$\oint p\,dq = nh \tag{10}$$

werde auf die Bewegung eines unendlichen, eindimensionalen Gitters angewendet, das sich in Richtung der Gitterachse x bewegt. Da die Bewegung als gleichförmige Translation mit überlagerter periodischer Schwingung aufgefaßt werden kann, ist die Integration über eine Periode der Schwingung, also über die Gitterperiode a, zu erstrecken. In einem unendlich schwachen Kraftfeld wird $p = \text{konst.}$ und

$$\oint p\,dq = pa = nh\,. \tag{11}$$

Der Impuls des Gitters ändert sich also nur um ganze Vielfache von h/a.

Bei einem „elastischen" Zusammenstoß eines korpuskularen Teilchens mit dem Gitter kann eine Änderung des Impulses Γ des Teilchens nur in Richtung der Gitterachse erfolgen. Da die Impulsänderung des Teilchens mit der des Gitters übereinstimmt, folgt:

$$\Delta\Gamma = \Gamma(\cos\alpha_0 - \cos\alpha) = n\,\frac{h}{a}\,. \tag{12}$$

Hierin bedeuten α_0 und α die Winkel zwischen Gitterachse und den Fortpflanzungsrichtungen des Teilchens vor und nach dem Stoß.

Wenn h/Γ entsprechend der Lichtquantenhypothese von Planck oder der Materiewellenhypothese von de Broglie durch die Wellenlänge λ ersetzt wird, so ist Gleichung (12) der Laueschen Interferenzgleichung äquivalent, die aus reinen Wellenvorstellungen folgte. Man kann also sowohl von der Quantentheorie wie von der Wellentheorie zu den Laueschen Formeln und damit zur Beschreibung der Versuchsergebnisse gelangen.

Epstein und Ehrenfest zeigten später, daß nicht nur die Richtung, sondern auch die Intensität der quantenmäßig vom Gitter gestreuten Photonen berechnet werden kann, wenn das

17) Vgl. z. B. v. Borries und E. Ruska, Ergebn. d. exakt. Naturwiss. **19**, 271, 1940.

18) W. Duane, Proc. Nat. Acad. Washington **9**, 158, 1923.

19) A. H. Compton, Proc. Nat. Acad. Wash. **9**, 359, 1923.

20) P. S. Epstein und P. Ehrenfest, Proc. Nat. Acad. Washington **10**, 133, 1924; **13**, 400, 1927.

21) Vgl. auch P. Jordan, Zeitschr. f. Physik **37**, 376, 1926.

Korrespondenzprinzip sinngemäß angewendet wird.

Die derart mit Hilfe der Quantentheorie erhaltenen Aussagen über die Intensitätsverteilung der Streuung an unbegrenzten Gittern sind nach ihren Rechnungen in quantitativer Übereinstimmung mit den Aussagen der klassischen Interferenztheorie. Mit Hilfe der Fourier-Synthese war es möglich, dieses Resultat auch auf begrenzte Gitter zu übertragen.

Diese Übereinstimmung zwischen den Aussagen der Quantentheorie und der klassischen Wellentheorie erstreckte sich unter den gemachten Voraussetzungen jedoch nur auf Fraunhofersche, aus prinzipiellen Gründen aber nicht auf Fresnelsche Beugungserscheinungen. Um auch in der Fresnelschen Anordnung Maxima und Minima mit Hilfe der Quantentheorie zu erhalten, mußten, wie in vielen ähnlichen Fällen, zusätzliche Annahmen eingeführt werden. Diese Annahmen bestanden bei Epstein und Ehrenfest in dem Spezialfall der Fresnelschen Beugung darin, daß den Quanten Eigenschaften der Kohärenz und Phase zuerteilt werden mußten. Kohärenz und Phase sind aber Eigenschaften, die dem klassischen Vorstellungsbild der Welle entnommeu sind.

Im Rahmen der Quantentheorie zwingt also der Nachweis Fresnelscher Elektronenbeugungserscheinungen dazu, den Elektronen Welleneigenschaften wie Kohärenz und Phase zuzuschreiben, die nach der quantentheoretischen Deutung für Fraunhofersche Beugungserscheinungen nicht notwendig waren.

Dieses zunächst merkwürdig erscheinende Verhalten der Fresnelschen und Fraunhoferschen Beugung hinsichtlich ihrer unterschiedlichen Ansprüche an die Eigenschaften der erzeugenden Strahlung liegt wahrscheinlich darin begründet, daß in der Kirchhoffschen Gleichung die Fraunhofersche Beugung durch die erste Näherung definiert wird, während wegen der Krümmung der Wellenflächen für die Fresnelsche Beugung die Berücksichtigung der zweiten Näherung notwendig ist. Die Voraussetzungen der Wellengleichung, die der Kirchhoffschen Gleichung zugrunde liegt, müssen also für Fresnelsche Beugung in höherem Maße erfüllt sein als für Fraunhofersche.

Zusammenfassung

Die Untersuchung Fresnelscher Elektronenbeugungserscheinungen wurde fortgesetzt und auf die extrafokale Abbildung im Elektronenmikroskop ausgedehnt. Um im Elektronenmikroskop Fresnelsche Beugungserscheinungen bei extrafokaler Objekteinstellung beobachten zu können, war eine radikale Herabsetzung der Beleuchtungsapertur notwendig, die eine entsprechende Verminderung der Bildhelligkeit zur Folge hatte.

Es wurden Fresnelsche Beugungserscheinungen mit zahlreichen Maximis bei extrafokalen Abbildungen von Halbebenen und Streifen beobachtet. Auffällige Einzelheiten dieser Beugungsfiguren konnten in einfacher Weise auf die in einer vorangegangenen Untersuchung beobachtete Intensitätsbevorzugung der inneren vor der äußeren Randbeugung zurückgeführt werden.

Auf die Bedeutung dieser Erscheinungen für den Nachweis der Wellennatur des Elektrons, für die Bestimmung des Auflösungsvermögens, für die Vermessung der Winkelverteilung der Randbeugung und für Bildfälschungen bei der normalen Abbildung wurde näher eingegangen.

Außerdem wurde darauf hingewiesen, daß die Fresnelschen Elektronenbeugungserscheinungen im Rahmen der Quantentheorie Welleneigenschaften des Elektrons erfordern, die von den Fraunhoferschen Beugungserscheinungen nicht verlangt werden.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft dankt der Verfasser für die großzügige Unterstützung der Arbeit. Auch Herrn Prof. Dr. L. Ebert ist der Verfasser für die verständnisvolle Förderung dieser Untersuchung zu Dank verpflichtet.

Wien, I. Chemisches Laboratorium der Universität (Labor. für Strukturforschung und Übermikroskopie), den 2. März 1943.

(Eingegangen 4. März 1943)

Grundsätzliches über den supraleitenden Zustand

Von J. Stark

1. Magnetisches Moment des Elektrons und Elektronenverband

An früherer Stelle[1]) habe ich aus Erscheinungen[2]) der magnetischen Induktion in Supraleitern den Schluß gezogen, daß das Leitungselektron und allgemein das von seinem Atomion abgetrennte freie Elektron ein magnetisches Moment besitzt. Diese Folgerung ergibt sich

1) J. Stark, Physik. Zeitschr. **38**, 269, 1937.

2) J. Stark und K. Steiner, Physik. Zeitschr. **38**, 277, 1937. Die Erscheinung der sogenannten „Umklappgeräusche" beim Übergang zur Supraleitung läßt nicht den eindeutigen Schluß auf das Vorhandensein eines magnetischen Moments am Leitungselektron zu, sondern bedeutet nur einen neuen Nachweis der Aufeinanderfolge ruckweiser Änderungen der Permeabilität kleiner Bereiche (Kristallite) des supraleitend werdenden Metalls.

auch schon aus der Tatsache der Zerstörung des supraleitenden Zustandes durch ein hinreichend starkes magnetisches Feld. Denn zweifellos sind die freien Leitungselektronen der Träger des supraleitenden Zustandes. Und da das Vorhandensein eines magnetischen Momentes an materiellen Teilchen die Voraussetzung für eine Wirkung eines übergelagerten magnetischen Feldes auf diese ist, so müssen die Leitungselektronen auch Träger eines magnetischen Momentes sein, da ihr supraleitender Zustand von einem übergelagerten magnetischen Feld zerstört werden kann.

Durch das Feld ihrer magnetischen Momente üben die Leitungselektronen Dreh- und Schubkräfte aufeinander aus. Unter der Voraussetzung, daß sie nicht durch starke magnetische Felder von seiten ihrer Atomionen gehindert werden und daß die thermischen Störungen genügend schwach geworden sind, ordnen sie sich dank der Anziehungskraft zwischen dem Nord- und Südpol benachbarter Elektronmagnete in mehr oder minder ausgedehnten Verbänden, in denen dann alle Elektronen gleichgerichtet sind. In der Bildung dieser Elektronenverbände besteht die Herstellung des supraleitenden Zustandes. Es können sich nämlich dann nicht mehr die einzelnen Elektronen wie in der Normalleitung unabhängig voneinander im elektrischen Strom verschieben, sondern zusammen mit jedem Leitungselektron werden die an es magnetisch gebundenen Nachbarelektronen verschoben; an die Stelle der Ionenleitung in der Normalleitung tritt die Verbandsleitung in der Supraleitung.

Die Festlegung der Leitungselektronen in einem Verband im supraleitenden Zustand hat zur Folge, daß die einzelnen Elektronen nicht mehr durch ihre thermische Bewegung durch die Berührungsfläche zweier verschiedener Leiter hindurch die Erscheinung einer thermoelektromotorischen Kraft[3]) im supraleitenden Zustand hervorbringen können.

Die Bildung und Zerstörung des Elektronenverbandes ist auch der maßgebende Vorgang im sogenannten magnetokalorischen Effekt. Durch die Einschaltung eines überkritischen Magnetfeldes wird nämlich der Elektronenverband unter Verbrauch von thermischer Energie, also unter Abkühlung zerstört; dagegen wird bei der Ausschaltung eines überkritischen Magnetfeldes der supraleitende Zustand durch Bildung des Elektronenverbandes unter Abgabe von thermischer Energie, also unter Erwärmung wieder hergestellt.

3) K. Steiner und P. Graßmann, Physik. Zeitschr. **36**, 256, 527, 1935.

2. Das Elektron als ringförmiger Stromkreis

Schon vor vielen Jahren habe ich die Vermutung[4]) geäußert, daß das Elektron eine ringförmige Gestalt hat und elektromagnetische Energie an ihm auf geschlossenen Bahnen strömt. Diese Vermutung war natürlich durchaus hypothetisch, solange nicht eine Erscheinung aufgefunden war, aus der rückwärts auf eine solche Gestalt und Innenbewegung des Elektrons geschlossen werden konnte. Die Feststellung des Vorkommens eines magnetischen Momentes am freien Elektron bedeutet die erste Unterstützung jener Vermutung, insofern man das magnetische Moment des Elektrons als die Folge einer immanenten Bewegung seiner Ladung auf einem Ring um seine Figurenachse deuten kann. Es ist aber wünschenswert, daß noch andere Erscheinungen gefunden werden, aus denen auf die Gestalt des Elektrons und seine Innenbewegung geschlossen werden kann.

Eine derartige Erscheinung ist die Zerstörung des supraleitenden Zustandes durch ein magnetisches Feld auch für den Fall, daß die magnetischen Kraftlinien mit den Stromlinien zusammenfallen, also eine ablenkende Kraft auf die im Elektronenverband sich verschiebenden Elektronen gar nicht vorhanden sein kann. Diese Zerreißung des strömenden Elektronenverbandes durch ein longitudinales Magnetfeld ist vielmehr die Folge der Induktion eines elektrischen Stromes und damit eines magnetischen Momentes in dem Ringkörper des Elektrons bei der Herstellung des Magnetfeldes im Raum der Leitungselektronen. Werden nämlich die Leitungselektronen im magnetischen Verband in die Richtung eines übergelagerten Magnetfeldes gedreht, so wird in ihnen ein Strom und damit ein Magnetfeld induziert, das entgegengesetzt dem äußeren Feld und damit auch entgegengesetzt dem immanenten eigenen Moment der Elektronen ist. Die magnetische Kraft zwischen unmittelbar benachbarten Elektronen, die ja dem Produkt ihrer Gesamtmomente proportional ist, wird darum um so kleiner, je stärker das äußere Magnetfeld ist. Bei einem bestimmten (kritischen) Wert der Feldstärke vermag dann die thermische Bewegung den Elektronenverband wieder zu zerreißen.

4) J. Stark, Physik. Zeitschr. **8**, 883, 1907.

Traunstein (Obb.), März 1943.

(Eingegangen 2. April 1943)

Atomstrukturelle Bedeutung der Polarisation in Spektralserien

Von J. Stark

1. Einleitung

Aus den Erscheinungen[1]) der magnetischen Induktion in Supraleitern läßt sich die Folgerung ziehen, daß das Elektron eine ringförmige Gestalt und eine Drehbewegung um seine Figurenachse sowie ein magnetisches Moment in dieser besitzt. Aus den Erscheinungen[2]) der Polarisation des Kanalstrahlenlichtes läßt sich folgern, daß ein Atomelektron Bahnen verschiedener Neigung um eine ausgezeichnete, ihm zugeordnete Atomachse zu beschreiben vermag. Auf diese beiden Folgerungen gründet sich die Vorstellung[3]), daß das Atomelektron in einer Drehbewegung um seine Achse und außerdem unter Umständen in einer Präzessionsbewegung um seine zugeordnete Atomachse begriffen ist.

Wie ohne weiteres einleuchtet, besteht zwischen der Lage der Bahnen der Dreh- und der Präzessionsbewegungen des Atomelektrons, an welche die Emission einer Spektrallinie geknüpft ist, und der Lage der Schwingungsachse des Lichtes für eine bestimmte Emissionsachse ein Zusammenhang. Ist für eine bestimmte Emissionsachse eine beobachtete Spektrallinie in einem bestimmten Betrag polarisiert, so ist für andere Spektrallinien von anderer Lage der Bahnen des Atomelektrons ein anderer Betrag der Polarisation für dieselbe Emissionsachse zu erwarten. Wenn darum die aufeinanderfolgenden Glieder einer Spektralserie verschieden große Polarisationen für eine Emissionsachse aufweisen, so ist zu folgern, daß die ihnen entsprechenden Bahnen des Atomelektrons verschiedene Neigungen zur Atomachse haben.

2. Polarisation von Serien des Kanalstrahlenlichtes

Die experimentelle Untersuchung der Polarisation des Kanalstrahlenlichtes hat für verschiedene Linien eines Elementes im allgemeinen verschiedene Polarisationen, so vor allem je nach der Linienart Längs- oder Querpolarisation ergeben, und in einer eingehenden Untersuchung konnten Verleger und ich[4]) feststellen, daß entlang der Balmerschen Serie des Wasserstoffs und entlang der diffusen Orthonebenserie des Heliums die Polarisation mit steigender Gliednummer abnimmt für eine Emissionsachse senkrecht zur Achse der *H*-Kanalstrahlen in Helium bzw. der *He*-Kanalstrahlen in Wasserstoff. Die gleiche Gesetzmäßigkeit war bereits früher[5]) von mir für die diffuse Nebenserie des Ortho- und des Paraheliums festgestellt worden.

Gemäß obiger Überlegung können wir darum folgern, daß entlang den genannten Serien und wohl entlang einer jeden Serie die Neigung der Bahnen des Atomelektrons gegen die zugeordnete Atomachse, die in den angeführten Versuchen angenähert parallel der Kanalstrahlerachse war, mit steigender Gliednummer wächst. Dies bedeutet, daß der Öffnungswinkel der Präzessionsbewegung des Atomelektrons um die Atomachse mit steigender Gliednummer zunimmt[6]). Da alle Glieder einer Serie die gleiche Endbahn bei der Emission haben, so ist zu folgern, daß die Lage der Schwingungsachse der emittierten Spektrallinie bei der Emission senkrecht zur Kanalstrahlenachse maßgeblich durch die Lage der Anfangsbahn bestimmt und durch die Lage der Endbahn nur modifiziert wird.

Diese Folgerung gilt wohl ebenso für die scharfe Nebenserie wie für die Hauptserie, wenn in ihnen auch die Polarisation viel kleiner als für die diffuse Nebenserie ist. Es ist eben für die drei Serien der Öffnungswinkel der Präzessionsbewegung verschieden groß, außerdem auch die Drehbewegungsgröße des Elektrons in seiner eigenen Achse. Beim Übergang von einer stationären Bahn in eine andere von kleinerer Energie erfährt das Elektron im allgemeinen sowohl eine Beschleunigung parallel der Atomachse wie senkrecht dazu und unter Umständen außerdem eine Drehbeschleunigung um seine eigene Drehachse.

3. Polarisation von Serien im elektrischen Feld

Wie ich an zahlreichen früheren Stellen darlegte, erfährt ein Atom im elektrischen Feld in der Weise eine axiale Einstellung, daß die einem angeregten Oberflächenelektron zugeordnete Atomachse mit der Feldachse zusammenfällt und das Elektron eine Präzessionsbewegung um sie ausführt, wobei es entweder auf der anodischen oder kathodischen Seite des Feldes liegen kann. Es ist darum zu erwarten, daß Linien eines Atoms im elektrischen Feld unter Umständen eine mehr oder minder große Polarisation zeigen je nach den Änderungen der Lage der Dreh- und Präzessionsbewegungen des Elektrons bei ihrer

1) J. Stark, Physik. Zeitschr. **38**, 269, 1937; **44**, 211, 1943; J. Stark und K. Steiner, Physik. Zeitschr. **38**, 277, 1937.
2) J. Stark, Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur, Polytechnische Buchhandlung A. Seydel, Berlin 1927.
3) J. Stark, Physik. Zeitschr. **38**, 349, 1937.
4) J. Stark und H. Verleger, Physik. Zeitschrift **38**, 360, 1937.
5) J. Stark, Die Axialität usw., S. 32.
6) J. Stark, Physik. Zeitschr. **38**, 349, 1937.

Emission. Beim Vergleich dieser Folgerung mit den vorliegenden Beobachtungen über die Polarisation von Spektrallinien im elektrischen Feld muß man zunächst absehen von den Linien der diffusen Nebenserie, soweit sie in mehrere Komponenten zerlegt werden, und sich auf die Linien der übrigen Serien beschränken, die entweder in Dupletts zerlegt werden oder als unaufgelöste einfache Linien erscheinen. Für die Hauptserie liegen noch keine eingehenden Messungen vor; was die scharfe Nebenserie betrifft, so hat Lüssem[7]) an der Lithiumlinie 4273 ein geringes Überwiegen der Intensität parallel der Feldachse über diejenige senkrecht dazu feststellen können. Dagegen konnte ich an drei Linien der dritten *Li*-Nebenserie[8]) die Polarisation im elektrischen Feld messen. Für das Verhältnis der Intensität Ip parallel der Feldachse zu derjenigen Is senkrecht dazu erhielt ich beim zweiten Glied der dritten *Li*-Nebenserie λ 4636 aus vier Messungen den Durchschnittswert 2,46, beim dritten Glied λ 4147 den Durchschnittswert 1,70. Es nimmt also in der bezeichneten Serie die Polarisation innerhalb der Serie mit steigender Gliednummer ab, genau so, wie es für die Polarisation des Kanalstrahlenlichtes der Fall ist.

Bei der Emission der dritten Nebenserie $2p-mp$ bleibt die Drehbewegung des Atomelektrons um seine eigene Achse ungeändert; es ändert sich lediglich seine Präzessionsbewegung um die Atomachse, indem es von einer solchen größeren Präzessionswinkels nach einer kleineren Winkels übergeht. Aus der Verschiedenheit der Polarisationen der dabei emittierten Linien können wir wie bei der Polarisation des Kanalstrahlenlichtes folgern, daß entlang der dritten Nebenserie der Öffnungswinkel der Präzessionsbewegungen mit steigender Gliednummer zunimmt.

4. Intensitätsabfall in Serien

Wie durch die Beobachtung festgestellt ist, nimmt die Intensität entlang den Gliedern einer Serie mit Ausnahme der sogenannten Kochschen Serien, die erst durch ein elektrisches Feld erzwungen werden, mit steigender Gliednummer ab. Ferner ist es eine Feststellung der Beobachtung, daß die Serien in der Richtung von längeren nach kürzeren Wellenlängen laufen. Beide Erscheinungen erklären sich ungezwungen aus der hier vertretenen Erkenntnis, daß entlang den Gliedern einer Serie die Öffnungswinkel der Präzessionsbewegungen um die zugeordnete Atomachse wachsen. Das Herausdrücken der Drehbewegung des Atomelektrons aus einer Präzessionsbewegung in eine solche größeren Öffnungswinkels erfordert Arbeit, die bei dem Zurückfallen des Elektrons in die Präzessionsbewegung kleineren Winkels in der Form einer erhöhten Frequenz der dabei emittierten Spektrallinie zur Lichtemission kommt; die für die aufeinanderfolgenden Öffnungswinkel zur Emission kommenden Linien müssen darum nach kürzeren Wellenlängen laufen. Ferner kommen die Präzessionsbewegungen um so seltener vor, je größer ihr Öffnungswinkel, also die entsprechende Gliednummer einer Serie ist; entsprechend kleiner ist darum auch die relative Intensität der zugeordneten Spektrallinie.

Zwanglos erklärt sich auch die experimentell festgestellte Erscheinung[9]), daß für die bewegte Intensität des Kanalstrahlenlichtes der Abfall entlang einer Serie rascher erfolgt als für die ruhende. Durch die Bewegung der Kanalstrahlenatome an den Molekülen des durchstrahlten Gases vorbei werden nämlich die Präzessionsbewegungen großer Öffnungswinkel gegen die Atomachse (Kanalstrahlenachse) zum Teil in solche kleinerer Öffnungswinkel übergeführt und so die Häufigkeiten größerer Öffnungswinkel zugunsten kleinerer verkleinert, was eine Vergrößerung der Intensitäten kleinerer Gliednummern zur Folge hat.

5. Zusammenfassung

Entlang der Serie des Wasserstoffes und entlang den diffusen Nebenserien des Heliums nimmt die Polarisation des Kanalstrahlenlichtes mit steigender Gliednummer ab, ebenso diejenige der Glieder der Serie $2p-mp$ des Lithiums im elektrischen Feld. Diese Erscheinungen und der Intensitätsabfall in Serien nach kürzeren Wellenlängen und der stärkere Abfall der bewegten Intensität im Vergleich zur ruhenden im Kanalstrahlenlicht läßt sich aus der Atomstruktur erklären, insofern das Atomelektron eine Drehbewegung um eine zugeordnete Atomachse und unter Umständen eine Präzessionsbewegung um diese besitzt, deren Öffnungswinkel mit steigender Gliednummer entlang einer Serie zunimmt.

7) H. Lüssem, Ann. d. Phys. **49**, 865, 1916.
8) J. Stark, Ann. d. Phys. **48**, 210, 1915.
9) J. Stark und H. Verleger, Physik. Zeitschrift **38**, 359, 1937.

Traunstein (Obb.), März 1943.

(Eingegangen 2. April 1943)

Die Axialität der Atomstruktur in der polarisierten Fluoreszenz von Kristallen

Von J. Stark

Aus der Erscheinung der Polarisation des Kanalstrahlenlichtes konnte zuerst die Folgerung gezogen werden, daß die Atome der chemischen Elemente eine axiale Struktur besitzen, so daß sie durch die Wechselwirkung zwischen Kanalstrahlatomen und begegnenden Elektronen angenähert axial parallel der Kanalstrahlenachse geordnet werden können. Gemäß dieser Erkenntnis ließ sich erwarten, daß unter Umständen auch in Kristallen eine Atomart axial geordnet vorkommen kann, so daß die von ihr emittierten Spektrallinien in bezug auf die Achse dieser Atomart und somit in bezug auf eine Achse des Kristalls polarisiert erscheinen. Diese Folgerung konnte ich für die K-Strahlung der Röntgenfluoreszenz des Bromatoms in γ,γ-Dibromanthrazen bestätigen[1]). Freilich waren meine damaligen Beobachtungen schwierig und erfordern Erfahrung und Sorgfalt in der Meßtechnik. Nun ist besonders glücklich in der Wahl des Kristalls für derartige Beobachtungen O. Deutschbein[2]) gewesen. Er hat nämlich die Polarisation von Fluoreszenzlinien nicht im Gebiet der Röntgenstrahlung, sondern im sichtbaren Teil des Spektrums an Einkristallen von Europiumäthylsulfat beobachten können. Freilich unterliegt die Deutung seiner Beobachtungen zunächst dem Einspruch, daß sie keine Aussage über die Axialität der Atomstruktur gestatten, sondern lediglich die nicht überraschende Feststellung bedeuten, daß die untersuchten Fluoreszenzlinien in bezug auf die Kristallachse polarisiert sind; diese Polarisierung könnte durch ein elektrisches Kristallfeld im Gebiet des Europiumatoms bedingt sein.

Zur Untersuchung dieses Einwandes sei zunächst in Fig. 1 die Fig. 1 aus Deutschbeins Abhandlung mit abgeänderter Beschriftung wiedergegeben. Wie aus ihr zu ersehen ist, schwingen in der Emission senkrecht zur Hauptachse des hexagonal kristallisierten Europiumäthylsulfats die Linien 2, 3, 5 und 8 senkrecht zur Kristallachse, die Linien 4, 6 und 7 mit dem größten Teil ihrer Intensität parallel dazu, während die Linie 1 mit angenähert gleichen Intensitäten sowohl senkrecht wie parallel zur Kristallachse schwingt. Wenn nun die Polarisation durch den Effekt eines elektrischen Kristallfeldes über dem Europiumatom verursacht werden würde, so müßte die Achse dieses Feldes

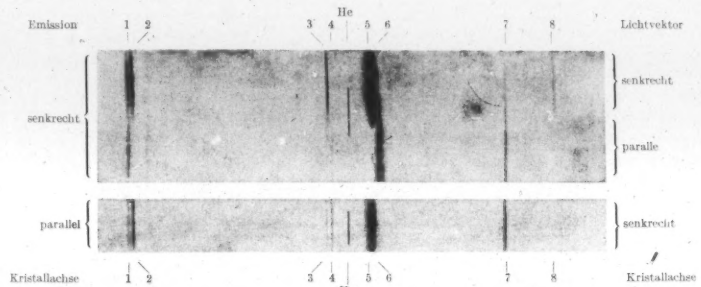


Fig. 1. Fluoreszenzspektren des Europiumäthylsulfats.

parallel der Kristallachse sein. In dem Längseffekt dieses Feldes, also in der Emission parallel der Kristallachse, müßten dann gemäß der Erfahrung über den Effekt des elektrischen Feldes auf Wasserstofflinien alle Linien erscheinen, die senkrecht zur Feldachse schwingen, also die Linien 2, 3, 5 und 8. Dies trifft in der Tat zu für die Linien 2 und 5, für die Linie 3 nur für einen kleinen Teil ihrer Intensität, gar nicht für die Linie 8. Es fehlen also die Linien 3 und 8 in der Emission parallel der angenommenen Kristallfeldachse. Außerdem treten aber in dieser Emission Linien auf, die in der Emission senkrecht zur Kristallachse parallel der angenommenen Feldachse schwingen, nämlich die Linien 4 und 7, entgegen der Erfahrung über den Effekt des elektrischen Feldes auf Wasserstofflinien. Aus dem Auftreten dieser Linien und aus dem Fehlen jener senkrecht zur Kristallachse schwingenden Linien in der Emission parallel der Kristallachse kann darum mit Sicherheit gefolgert werden, daß die Polarisierung der betrachteten Linien

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **6**, 637, 1930.
2) O. Deutschbein, Ann. d. Phys. **36**, 183, 1939.

nicht durch den Effekt eines von außen her über das Europiumatom gelagerten elektrischen Feldes bedingt sein kann, sondern seinen Grund in der Struktur des Europiumatoms haben muß.

Es erhebt sich zunächst die Frage, welche Elektronen des Europiumatoms die Zentren der behandelten Fluoreszenzlinien sind. Darauf ist zu antworten, daß es nicht die drei Valenzelektronen an seiner Oberfläche sein können. Denn diese sind an die drei Säureradikale des Europiumäthylsulfats gebunden und könnten keine Energie aus dem eingestrahlten Licht aufnehmen, ohne sie sofort in thermischer Form an die Säureradikale weiterzugeben. Vielmehr müssen es die vier bzw. acht obersten Elektronen des Europiumions sein, die sich an diesem unter dem Einfluß der Kräfte von seiten des Ions um dessen Achsen und in bezug auf seinen Mittelpunkt bewegen können; sie können von dem eingestrahlten Licht aus ihren Gleichgewichtslagen bzw. Gleichgewichtsbahnen geworfen werden und danach unter Ausstrahlung von Licht wieder in sie zurückfallen.

Sodann fragt es sich, aus welchen Bewegungen der Oberflächenelektronen des Europiumions die Emission der behandelten Fluoreszenzlinien entsteht. Keinesfalls darf man annehmen, daß sie aus der Beschleunigung der Elektronen in Schwingungen von den Frequenzen der Linien entstehen. Diese Auffassung ist zwar durch die Lehre und den Glauben einer ganzen Generation von Physikern geheiligt. Sie entspricht aber gleichwohl nicht der Wirklichkeit, da sie die Zerstreuung der Lichtenergie in beliebig kleine Teile und auf beliebig große Räume zur Folge hätte, während ihr Beisammenbleiben in einer Einheit heute als erwiesen gelten kann. Die Energie einer Fluoreszenzlinie des Europiumions kommt im elementaren Vorgang aus der Abstoßung eines Lichtwirbels beim Einspringen eines Oberflächenelektrons in eine energetisch tiefere strahlungslose Gleichgewichtsbewegung; die Lage des Lichtvektors in ihm und seine Fortpflanzungsrichtung werden bestimmt durch diese Bewegungen im energetisch höheren und tieferen Zustand. Wenn darum der Lichtvektor der Fluoreszenzlinien in bezug auf die Kristallachse und somit auf die Atomachse bestimmte Lagen hat, so kann gefolgert werden, daß die Gleichgewichtsbewegungen der Oberflächenelektronen des Europiumions eine bestimmte Anordnung in bezug auf die Achsen des Atoms haben. Es kann somit aus der Polarisation der Fluoreszenzlinien des Europiumäthylsulfats gefolgert werden, daß das Europiumatom im Gebiet der Oberflächenelektronen seines dreiwertigen Ions eine axiale Struktur besitzt.

Aus den Erscheinungen der Polarisation des Kanalstrahlenlichtes läßt sich folgern, daß das System der Gleichgewichtsbewegungen der Oberflächenelektronen zahlreicher Elemente eine axiale Struktur in bezug auf das Atominnere hat. Die gleiche Folgerung hat sich für die tiefste Elektronenschale des Bromatoms ergeben. Nachdem nun auch für die unterhalb der Valenzelektronen liegende Schale eines Elements die Axialität aus der Polarisation der Fluoreszenzlinien sich hat folgern lassen, ist es vielleicht nicht zu kühn zu vermuten, daß in der ganzen Elektronenhülle eines Atoms jede Schale eine axiale Struktur in der Anordnung und in den Gleichgewichtsbewegungen ihrer Elektronen hat. Die Beantwortung der Frage, ob die Hauptachsen der einzelnen Schalen einander parallel sind, wird eine Aufgabe der experimentellen Untersuchung sein.

Traunstein (Obb.), April 1943.

(Eingegangen 10. April 1943)

ZUSCHRIFTEN.

Ein neues Verfahren zur Messung der Schwankungen von Flüssigkeitsspiegeln

Von W. Schwarzacher

Bei manchen physikalischen Untersuchungen liegt die Aufgabe vor, die vertikale Verschiebung von Flüssigkeitsspiegeln zu beobachten und zu messen, z. B. zur Feststellung von Niveauschwankungen bei hydrodynamischen Versuchen oder zur Beobachtung der Spiegelsenkung einer verdampfenden Flüssigkeit u. dgl. m. Eine für diese Aufgaben geeignete, vorzuschlagende Methode gründet sich auf das Prinzip, daß die horizontale Verschiebung eines mehrfach gespiegelten Lichtstrahles beobachtet wird, wie dies aus der nebenstehenden Skizze (Fig. 1) hervorgeht. Ein vom Punkte P ausgehender Lichtstrahl fällt senkrecht auf die Flüssigkeitsoberfläche und trifft in weiterer Folge auf den unter dem Winkel β gegen die Horizontale geneigten, in die Flüssigkeit eingesenkten Spiegel Sp_1, von welchem er unter dem Winkel 2β gegen die Grenzfläche Flüssigkeit-Luft geworfen wird. Ist nun der Winkel 2β gleich oder größer als der Winkel der totalen Reflexion (z. B. für die Grenzfläche Wasser-Luft größer als 48° 35,5′), so tritt totale Reflexion ein, und der Lichtstrahl wird gegen den Spiegel Sp_2, der symmetrisch zum Spiegel Sp_1 angeordnet ist, abgelenkt und von diesem senkrecht nach oben reflektiert. Es ist unmittelbar zu ersehen, daß jeder

Vertikalverschiebung des freien Flüssigkeitsspiegels y eine horizontale Verschiebung des austretenden Lichtstrahles x entspricht. Wie sich unschwer zeigen

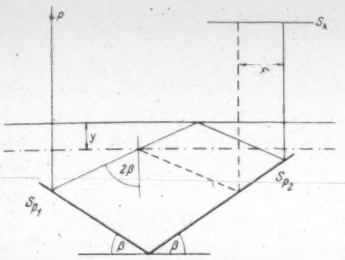


Fig. 1

äßt, besteht zwischen den genannten Größen die einfache Beziehung:

$$x = f(y) = 2\,y \cdot \sin 2\,\beta.$$

Wählt man z. B. $\beta = 30°$, so gilt $x = 1{,}732\,y$, d. h. man erhält eine etwas mehr als einundeinhalbfache Vergrößerung der Niveauschwankung. Bei der Wahl eines Winkels β größer als 30° würde man zwar noch eine etwas weitergehende Vergrößerung erzielen, die aber mit einer unverhältnismäßigen Verlängerung des Lichtweges in der Flüssigkeit und mit einer unhandlichen Horizontalerstreckung der ganzen Anordnung verbunden wäre. Das skizzierte Prinzip kann nun zu einer subjektiven oder objektiven Methode ausgebaut werden. Man kann einerseits in bekannter Weise durch ein Fernrohr mit Fadenkreuz vom Punkt P aus die Verschiebung auf einer bei S_k angebrachten, horizontal liegenden Skala ablesen oder andererseits einen im Punkt P befindlichen, beleuchteten Spalt auf der Skala abbilden. Im letztgenannten Falle macht es keine Schwierigkeiten, die Schwankungen auch photographisch zu registrieren, was namentlich bei rasch ablaufenden Niveauveränderungen erforderlich sein wird.

Der Verfasser hat nach dem in Rede stehenden Prinzip mit ganz einfachen Mitteln einen Apparat (Limnimeter) gebaut, der zur Registrierung der Eigenschwingungen (Seiches) eines mittelgroßen Voralpensees dient und sich als recht brauchbar erwiesen hat.

Wallersee, Dezember 1942.

(Eingegangen 21. Dezember 1942)

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\,40^{min}$.

Der Wert f der ausgestrahlten Normalfrequenz hat betragen:

$f_1 = 1000 \cdot (1 + \delta \cdot 10^{-9})$ Hz von $10^h\,40^{min}$—$10^h\,46^{min}$ und

$f_2 = 440 \cdot (1 + \delta \cdot 10^{-9})$ Hz von $10^h\,46^{min}$—$10^h\,49^{min}$.

1943	δ	1943	δ
März 1	+ 22	März 16	+ 28
2	+ 22	17	+ 29
3	+ 24	18	+ 32
4	+ 23	19	+ 31
5	+ 23	20	+ 34
6	+ 18	21	—
7	—	22	+ 31
8	+ 27	23	+ 37
9	+ 26	24	+ 33
10	+ 28	25	+ 29
11	+ 26	26	+ 37
12	+ 25	27	+ 34
13	+ 26	28	—
14	—	29	+ 33
15	+ 28	30	+ 32
		31	+ 33

Berlin-Charlottenburg, den 8. April 1943.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt,
Abteilung II.

Im Auftrage:
A. Scheibe, U. Adelsberger

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\,40^{min}$.

Der Wert f der ausgestrahlten Normalfrequenz hat betragen:

$f_1 = 1000 \cdot (1 + \delta \cdot 10^{-9})$ Hz von $10^h\,40^{min}$—$10^h\,46^{min}$ und

$f_2 = 440 \cdot (1 + \delta \cdot 10^{-9})$ Hz von $10^h\,46^{min}$—$10^h\,49^{min}$.

1943	δ	1943	δ
April 1	+ 9	April 16	+ 4
2	+ 6	17	+ 4
3	+ 7	18	—
4	—	19	+ 5
5	+ 8	20	+ 1
6	+ 12	21	— 4
7	+ 11	22	+ 5
8	+ 8	23	—
9	+ 5	24	+ 3
10	+ 7	25	—
11	—	26	—
12	+ 2	27	— 3
13	+ 2	28	— 1
14	+ 4	29	+ 2
15	+ 2	30	+ 4

Berlin-Charlottenburg, den 7. Mai 1943.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt,
Abteilung II.

Im Auftrage:
A. Scheibe, U. Adelsberger

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie. Herausgegeben von der Deutschen Chemischen Gesellschaft, Hauptredakteur Erich Pietsch. 8. Aufl. Gr.-8°. Berlin. Verlag Chemie G. m. b. H.

1. System-Nummer 68: Platin. Teil B: Element. Lieferung 4: Schluß des elektrochemischen Verhaltens; Chemisches Verhalten. XXVIII und 75 Seiten. 11 Abbildungen. 1942. Brosch. RM. 16,—.

Nachdem in der vorangegangenen Lieferung die dynamischen Erscheinungen bei der Elektrolyse mit Platinelektroden, also besonders die Überspannung, behandelt wurden, kommen hier die elektrochemischen Gleichgewichte, also die Normal- und Einzelpotentiale von Elektroden und Ketten mit Platin und seinen Verbindungen zur Besprechung. Ausführliche Darstellung findet unter anderem der Becquerel-Effekt, d. i. die Potentialänderung der Platinelektrode durch Belichtung, und seine Deutungen. Für Laboratoriumszwecke wichtig dürften die eingehenden Angaben über elektrolytische Abscheidung (galvanische Platinierung) sein, ebenso über die Gleichrichterwirkung von Platinelektroden. — Der Abschnitt über das chemische Verhalten enthält zahlreiche und beherzigenswerte Angaben über den korrodierenden Einfluß von Chemikalien aller Art auf Platingeräte, deren Beständigkeit vom Physiker leicht überschätzt wird.

2. System-Nummer 9: Schwefel. Teil A: Element. Lieferung 1: Geschichtliches. Von W. Ganzenmüller, Tübingen. I und 60 Seiten. 11 Abbildungen. 1942. Brosch. RM. 10,00.

Es ist außerordentlich zu begrüßen, daß der Gmelin mit dem Schwefel wieder einmal eines der ganz wichtigen „gewöhnlichen" Elemente zu bearbeiten beginnt, die letzten Endes viel mehr wie die selteneren die Grundlagen umfassen. Die vorliegende Anfangslieferung behandelt das Geschichtliche, und sogar da oder auch gerade da zeigt sich diese Wahrheit besonders deutlich; wurde doch der Schwefel in früherer Zeit geradezu für die Verkörperung (das „Prinzip") bestimmter Erscheinungsformen der Materie gehalten. Die außerordentlich anregende Schrift führt uns von den ältesten Erwähnungen des Schwefels in assyrischen Texten zu der Entstehung der hellenistischen Alchemie. (Hier scheint dem Referenten die Herleitung der Goldmacherbestrebungen aus den alchemistischen Grundexperimenten über das gelegentliche Auftreten von Gold beim Auripigment etwas zu materialistisch gegenüber der in der aristotelischen Auffassungsweise tiefer begründeten, sonst in der Schrift gut zum Ausdruck kommenden Überzeugung von der Verwandelbarkeit und Veredelbarkeit der äußeren Form durch den Geist.) Über die schon beachtlichen Kenntnisse der arabischen und abendländischen Alchemie von Schwefel und Schwefelsäure kommen wir bis in die beginnende Neuzeit, wo die älteren technologischen Verfahren sowie die entscheidenden theoretischen Klärungen der Lavoisier-Zeit die neue Chemie einleiten.

Jeder, der für die erkenntnistheoretische Grundlegung der Naturwissenschaften ihre geschichtliche Betrachtung für ertragreich hält, wird der Gmelin-Redaktion Dank wissen, daß sie bei dem dafür geeignetsten Element dieser Betrachtungsweise ein so wohlverarbeitetes Material geliefert hat.

3. System-Nummer 22: Kalium. Anhangband: Die Salze der ozeanischen Ablagerungen und ihre Lösungen. Von Paul Koch (Berlin). XXV und 220 Seiten. 75 Abbildungen auf 38 Tafeln. 1942. Brosch. RM. 49,—.

Auf dem wissenschaftlich und wirtschaftlich gleich wichtigen Gebiet der phasentheoretischen Untersuchung der ozeanischen Salzablagerungen, das von van t'Hoff in seinen klassischen „Untersuchungen" zu Anfang unseres Jahrhunderts geschaffen worden ist, ist seither eine umfangreiche neuere Literatur entstanden, die in vorliegendem Bande zusammenfassend dargestellt wird. Es werden die Gleichgewichte fester Phasen und wäßriger Lösungen der Chloride und Sulfate von Kalium, Natrium, Kalzium und Magnesium, auch mit überschüssiger Base oder Säure, behandelt, wobei die Eigenschaften der reinen Verbindungen, für die andere Stellen des Handbuchs zuständig sind, nur kurz angeführt, die Mehrkomponentensysteme aber ausführlich dargestellt werden. Es werden dabei nicht nur die Gleichgewichtsverhältnisse, sondern alle Eigenschaften behandelt; ein Beispiel seien die ausführlichen Angaben über die Kristallisations- und Tribolumineszenz des Kalium-Natrium-Sulfats. Auf 38 bequem herausklappbaren Tafeln sind die 75 Figuren vereinigt, die, teilweise im Schwarzrotblaudruck, Isothermen und Polythermen der Systeme wiedergeben. Ein Abschnitt über die angewandten Methoden der graphischen Darstellung ist für eine andere Stelle des Handbuchs vorgesehen. G.-M. Schwab

A. E. H. Meyer und E. O. Seitz, Ultraviolette Strahlen, ihre Erzeugung, Messung und Anwendung in Medizin, Biologie und Technik. XI und 308 Seiten. Berlin 1942. Verlag de Gruyter. Geb. RM. 20,—.

Das Gebiet der ultravioletten Strahlen ist in den letzten Jahren in starkem Aufschwung begriffen, seit die Technik es gelernt hat, intensive Strahler dieses Wellenlängenbereiches herzustellen. Gleichzeitig haben die damit verknüpften meßtechnischen und medizinischen Fragen einen starken Auftrieb erfahren. Das zugehörige Schrifttum ist naturgemäß über Zeitschriften der verschiedensten Wissensgebiete verstreut und daher schwer zu überblicken. Um so mehr ist es zu begrüßen, wenn jetzt zwei Fachleute mit eigener praktischer Erfahrung auf diesem Gebiete in einem Buche systematisch alles das zusammengestellt haben, was über die ultravioletten Strahlen veröffentlicht worden ist. Sie haben dabei auch entlegenere ausländische Literatur berücksichtigt und in einem über 700 Nummern umfassenden Literaturverzeichnis niedergelegt. Dieses Verzeichnis, aber ebenso die zahlreichen und geschickt ausgewählten

Tabellen und Bilder sind bereits ein Beweis für den großen Fleiß und die Verläßlichkeit, mit der hier gearbeitet worden ist. Eine eingehendere Beschäftigung mit dem Buch verstärkt nur noch diesen Eindruck, so daß hier ein umfassendes, klar geschriebenes und zuverlässiges Nachschlagewerk des gesamten Gebietes entstanden ist, wie es Herr Professor Rajewsky in einem zu dem Buch geschriebenen Vorwort näher ausgeführt hat. Die Darstellung ist dabei eine rein empirisch beschreibende.

„Ultraviolette Strahlen" als Titel des Buches läßt zunächst eine Behandlung dieses Gebietes in seiner Gesamtheit erwarten. Das Buch würde dann dem Schäfer-Matossischen über das ultrarote Spektrum entsprechen. Das ist aber nicht vollständig der Fall. Wie es bereits der Untertitel zum Ausdruck bringt, sind vielmehr drei Teilgebiete, ja noch spezieller, sind eigentlich die Quecksilberlampen, ihre Messung und medizinische Anwendung auf Erythembildung und Rachitisheilung der rote Faden, der sich durch das gesamte Buch hindurchzieht. Dementsprechend sind diese Teile auch ausführlicher ausgefallen; Abseitiger liegende Dinge wie Temperaturstrahler, photochemische Reaktionen, Analyse mittels Lumineszenz sind nur am Rande einer gewissen Vollständigkeit zuliebe, Fragen von Wetter, Klima, der höheren Atmosphärenschichten, atomistisch-spektroskopische gar nicht behandelt. Das Kernstück des Buches stellt vielmehr die Meßtechnik dar, die hier erstmalig eine zusammenfassende und in ihrer Ausführlichkeit, Geschlossenheit und Klarheit wohl vorbildliche Darstellung erfahren hat.

Der Kreis, an den sich das Buch wendet, ist entsprechend seiner Zielsetzung ein sehr weit gezogener. Sowohl Physiker, Chemiker, Biologen, Mediziner als auch Techniker werden es benutzen. Demgemäß mußten manche Grundlagen dieser Gebiete hier noch einmal mit dargestellt werden, so daß jeder dieser Fachleute in dem Buche ihm bekannte Teile vorfinden wird. Eine knappe und disziplinierte Darstellungsweise trägt dazu bei, die durch die Verschiedenheit der Leser bedingten Schwierigkeiten zu überwinden.

Am Schluß der Besprechung sei noch auf ein paar Einzelheiten eingegangen. In einem technisch orientierten Buche über ultraviolette Strahlen sollte man einige Worte über die Verwendung von Gelbfiltern in der Landschaftsphotographie besonders des Hochgebirges erwarten. Eine Einfügung ist im Anschluß an die Abschnitte 80 und 290 leicht möglich. Schließlich würde dem Buche eine noch straffere Gliederung besonders des Teiles der Quecksilberlampen und eine gleichmäßigere Berücksichtigung aller Erzeugerfirmen in den Abbildungen zugute kommen.

Zusammenfassend kann nur festgestellt werden, daß die Verfasser mit dieser zuverlässigen Zusammenstellung, durch die das Arbeiten auf dem UV-Gebiet wesentlich erleichtert wird, sich ein bleibendes Verdienst erworben haben.

Fritz Rössler

H. Rothe und W. Kleen, Elektronenröhren als Schwingungserzeuger und Gleichrichter. (Bd. 5 der „Bücherei der Hochfrequenztechnik".) 8°. X und 210 Seiten. Mit 159 Abbildungen. Leipzig 1941. Akademische Verlagsgesellschaft Becker & Erler. Brosch. RM. 15 20, geb. RM. 16,80.

Der vorliegende 5. Band bringt das die Bände 2 bis 6 der „Bücherei der Hochfrequenztechnik" umfassende Werk von H. Rothe und W. Kleen über Elektronenröhren in seinem allgemeinen Teil zum Abschluß; der nachfolgende 6. Band soll den bei hohen Frequenzen in Betracht kommenden speziellen Fragen gewidmet werden. Das Gesamtwerk wurde bereits gelegentlich der Besprechung der vorhergehenden Bände (diese Zeitschrift 43, S. 28, 1942) entsprechend seiner Zielsetzung und Anlage als ein auf modernem Stand gehaltenes Standardwerk über Elektronenröhren gewürdigt. Es genügen daher zur Charakterisierung der Darstellung der „Elektronenröhren als Schwingungserzeuger und Gleichrichter" einige Hinweise zum Inhalt und die Bemerkung, daß sie die durch die vorangegangenen Bände gegebene Linie einhält.

Die Behandlung der Schwingungserzeugung geht aus von den allgemeinen Eigenschaften negativer Widerstände und zeigt in dieser Betrachtungsweise zunächst, wie die Elektronenröhre entweder als künstlicher Lichtbogen oder als künstliches Dynatron in Erscheinung treten und dementsprechend entweder einen Serienresonanzkreis oder einen Schwungradkreis erregen kann. Nach einem graphische Methoden heranziehenden, sehr instruktiven Kapitel über harmonische Schwingungen und Kippschwingungen folgt dann die klassische Behandlung des rückgekoppelten Röhrengenerators und der mit Amplitude, Leistung und Frequenzstabilisierung verbundenen Fragen. Ein kurzes Kapitel über Kippgeneratoren schließt die Besprechung der Schwingungserzeugung ab.

Bei der Darstellung der Gleichrichtung bringen die einzelnen Kapitel in fast zwangsläufiger Reihenfolge: Grundlagen, Gleichrichtung kleiner Wechselspannungen, Diodengleichrichtung, Audion, Anodengleichrichtung, Gleichrichtung infolge Stromverteilung, Zweiweg- und Einseitenbandgleichrichtung, Röhrenvoltmeter und Netzgleichrichter.

E. Fischer

J. Schintlmeister, Die Elektronenröhre als physikalisches Meßgerät. Röhrenvoltmeter, Röhrengalvanometer Röhrenelektrometer. Gr.-8°. VIII und 179 Seiten. Mit 119 Abbildungen. Wien 1942. Springer-Verlag. Brosch. RM. 14,40.

Der Physiker vermißte bisher einen einschlägigen praktischen Leitfaden für die Anwendung der Elektronenröhre im Laboratorium; denn die Bücher über Elektronenröhren sind fast durchweg auf die Bedürfnisse der Hochfrequenznachrichtentechnik zugeschnitten. Das vorliegende Buch will diese Lücke ausfüllen, indem es den Physiker zum Physiker über das sprechen läßt, was für ihn aus dem Gebiet der Elektronenröhren besonders wichtig ist. Der Untertitel (Röhrenvoltmeter, Röhrengalvanometer, Röhrenelektrometer) bezeichnet die Hauptanwendungsgebiete, die behandelt werden.

Vorangestellt wurde ein allgemeiner Abschnitt über „Die Elektronenröhre und ihre Schaltung", in welchem im Hinblick auf das Folgende besonders auf die Rolle des Gitterstromes und auf seine Messung eingegangen ist. Der zweite Abschnitt „Die Elektronenröhre als Voltmeter für Gleichspannungen" bringt unter anderem: p_H-Messung, die verschiedenen Meßmethoden, insbesondere die Maß-

nahmen zur Verringerung der Nullpunktsschwankungen, Gleichspannungsverstärkung. (Auf die Behandlung der Röhrenvoltmeter für Wechselspannung wurde wegen des Vorhandenseins zusammenfassender Darstellungen hierüber verzichtet.) Der dritte Abschnitt „Die Elektronenröhre als Galvanometer" beschäftigt sich dann mit der Messung kleiner Ströme durch Messung des Spannungsabfalls an einem hohen Widerstand oder durch Messung der transportierten Ladung, welche ihrerseits z. B. durch Kompensation der Gitteraufladung durch ein Uran-Stromnormal oder durch eine Influenzladung bestimmt werden kann.

Besonders ausführlich ist im vierten Abschnitt „Die Elektronenröhre als Elektrometer" besprochen im Hinblick auf die Anwendung in der Kernphysik. Der Aufladevorgang in einer Ionisationskammer wird beschrieben und nach Vorbemerkungen über Zeitkonstante und Widerstandsrauschen des Gitterkreises und über Störschwankungen im Anodenstrom wird das mehrstufige Röhrenelektrometer in Aufbau und Wirkungsweise behandelt, und zwar sowohl das Röhrenelektrometer mit großer Zeitkonstante und Gleichspannungsverstärkung und seine Eichung als auch das Röhrenelektrometer mit kleiner Zeitkonstante und Widerstands-Kapazitätskopplung mitsamt der Anwendung von Registrier- und Zähleinrichtungen. Die persönlichen Erfahrungen des Verfassers, die außer in der Mitteilung eigener erprobter Anordnungen in vielen eingestreuten praktischen Anweisungen und Winken zutage treten, verleihen diesem Abschnitt besonderen Wert.

Das Buch wird von einem weiten Kreis von Interessenten sicherlich mit Dankbarkeit begrüßt werden und empfiehlt sich damit jedem Physiker, der die Elektronenröhre zu Meßzwecken im Laboratorium gebraucht. — E. Fischer

NACHRICHTEN

Dozenturen: An der Universität Heidelberg Dr. Eugen Kruppke für Physik, an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Bernhard Eistert für organische Chemie, an der Universität Greifswald Dr. Karl Ernst Stumpf für Chemie, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Manfred Richter für Optik und Lichttechnik.

Ernannt: Der außerplanmäßige Professor an der Universität Berlin Dr. Theodor Boehm zum außerordentlichen Professor für pharmazeutische Chemie an der Universität Leipzig, Dozent Dr. Adolf Dietzel in Berlin zum außerordentlichen Professor für Glas- und Emailletechnik an der Technischen Hochschule daselbst, der ordentliche Professor für reine Mathematik an der Universität Königsberg Dr. Emanuel Sperner in gleicher Eigenschaft an der Universität Straßburg, der Dozent an der Universität Kiel Dr. Walter Jochte-Holtgreven zum außerordentlichen Professor für Experimentalphysik daselbst, der wissenschaftliche Assistent an der Sternwarte München Dr. Willy Jahn zum wissenschaftlichen Rat an der Sternwarte der Universität Straßburg, der wissenschaftliche Assistent an der Sternwarte der Deutschen Universität Prag Dr. Heinz Oehler zum wissenschaftlichen Rat daselbst, der außerplanmäßige Professor für analytische Chemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Karl Mahr kommissarisch zum Abteilungsvorsteher am Chemischen Institut der Universität Marburg, der Konservator am Chemischen Institut der Universität Würzburg Dr. Wilhelm Bockenmüller zum ordentlichen Professor für Chemie an der Luftkriegsakademie in Berlin, der Dozent für Mathematik an der Universität Breslau Dr. Georg Tautz zum außerplanmäßigen Professor daselbst.

Lehrauftrag: Studienrat Dr. Paul-Albert Noack in Blankenese für praktische Mathematik an der Universität Hamburg.

Vom Lehramt zurück: Der außerplanmäßige Professor für praktische Physik an der Universität Innsbruck Dr. Joseph Tagger.

Gestorben: Der Assistent am Chemischen Institut der Technischen Hochschule Wien Dr. A. Hausdorf (gefallen im Osten), der ordentliche Professor der darstellenden Geometrie an der Deutschen Universität Prag und an der Deutschen Technischen Hochschule daselbst Dr. Karl Mack, der Assistent am Institut für anorganische und anorganisch-technische Chemie der Technischen Hochschule Dresden Dr.-Ing. E. Grabs (tödlich verunglückt), der ordentliche Professor für Chemie an der Universität Tübingen Dr. Wilhelm Schlenk, der frühere Abteilungsleiter im Geodätischen Institut in Berlin-Potsdam Geh. Regierungsrat Professor Dr. Andreas Galle.

Hochfrequenzfachkräfte für die Luftwaffe

Im Einvernehmen mit dem R. d. L. und Ob. d. L. geben wir bekannt:

Die Luftwaffe hat laufenden Bedarf an:

Physikern,
Diplomingenieuren,
Ingenieuren,
Technikern,
Rundfunkmechanikern und
Amateuren.

Der Einsatz kann erfolgen als:

a) Angehöriger des Ing.-Korps d. Lw. d. B.,
b) Werkmeister d. B.,
c) Reichsangestellter d. Lw. oder als Dienstverpflichteter,
d) Soldat d. Lw. für technischen Dienst.

Noch nicht ihrem fachlichen Können entsprechend eingesetzte Fachkräfte der HF.-Technik sind unter Angabe von Anschrift oder Feldpostnummer, Beruf und Geburtstag zu melden an die Schriftleitung in Berlin-Dahlem, Boltzmannstr. 20.

Die Bewerber werden zunächst für ihre Aufgabe gründlichst eingewiesen (falls erforderlich, Teilnahme an einem umfassenden Hochfrequenzlehrgang). Sie erfahren somit nicht nur eine große Bereicherung ihres technischen Wissens, sondern sie dürfen auch die Genugtuung haben, einen besonderen Beitrag zum Endsieg leisten zu können.

Die Schriftleitung

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 4. — Printed in Germany